



Forces effectives aux frontières de la stabilité

J. Meyer

► To cite this version:

J. Meyer. Forces effectives aux frontières de la stabilité. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en 1993: une nouvelle façon d'exister", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1993: 12ème session, 1993. cel-00648738

HAL Id: cel-00648738

<https://cel.hal.science/cel-00648738>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

FORCES EFFECTIVES AUX FRONTIÈRES DE LA STABILITÉ*

J. Meyer

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon,
CNRS-IN2P3 / Université Claude Bernard Lyon 1,
43, Bd. du 11.11.18, 69622 Villeurbanne Cedex, France*

Résumé

Ce cours présente une revue des forces effectives utilisées à l'heure actuelle dans les modèles microscopiques basés sur l'hypothèse du champ moyen pour décrire les propriétés des noyaux atomiques. Une attention toute particulière est portée sur la construction de forces effectives pour décrire la matière nucléaire placée dans des conditions extrêmes : conditions extrêmes de déformation dans le cas du phénomène de fission pour les noyaux lourds ou conditions extrêmes d'isospin pour les noyaux exotiques très riches en neutrons.

Abstract

A review of effective interactions used in mean field theories for the description of properties of atomic nuclei is presented. We will concentrate on the effective forces built up to investigate the nuclear medium in extreme conditions. Large deformations, as observed in the phenomenon of fission of heavy nuclei, and exotic neutron rich nuclei will be taken as examples of these extreme conditions.

* Cours donné à la XI^{ème} Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire : *Les Noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister*, Maubuisson, 13-18 Septembre 1993.

1. Introduction

La détermination de la force nucléon-nucléon (NN) est à la fois le plus ancien et le plus important problème de toute la Physique Théorique Hadronique consacrée à l'étude des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. De très nombreux théoriciens se sont attachés, et s'attachent encore à l'heure actuelle, à élaborer des interactions aussi réalistes que possible : la description de la diffusion nucléon-nucléon libre et aussi celle des états liés à peu de nucléons a en particulier permis la construction d'interactions très sophistiquées. De nombreuses tentatives sont également parties de la description des nucléons en termes de quarks en faisant appel à des *modèles de sac* par exemple, la force NN apparaissant alors comme une force résiduelle à longue portée, de type force de Van der Waals. Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur, le passage de la situation *nucléon-nucléon libre* à la situation *nucléon-nucléon dans le noyau*. Ce passage ne se fait pas sans approximations et devient de plus très difficile à gérer lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes extrêmes : la fission des noyaux lourds par exemple. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interaction effective.

Les théories microscopiques utilisant l'hypothèse du champ moyen utilisées à l'heure actuelle pour décrire les propriétés de basse ou moyenne énergie des noyaux font souvent le choix, pour leur ingrédient fondamental qu'est l'interaction effective nucléon-nucléon, d'une interaction effective phénoménologique. Celle-ci obéit avant tout à des critères de simplicité et ses paramètres sont fixés une fois pour toutes pour décrire un certain nombre de propriétés fondamentales du fluide nucléaire.

Les plus anciennes paramétrisations de ces interactions effectives ont été faites à partir de calculs sur des noyaux sphériques appartenant à la vallée de stabilité. Au fil des ans, ces paramétrisations ont évolué pour répondre à des données expérimentales nouvelles dont la prise en compte s'est avérée indispensable. Les données apportées par les résonances géantes observées dans de nombreux noyaux sont un exemple de cette évolution. Les outils microscopiques étant maintenant de plus en plus utilisés pour prédire des phénomènes exotiques dans des situations extrêmes, loin de la vallée de stabilité, il faut se poser le problème de l'*adéquation* de ces interactions à de telles conditions.

Ce cours se divisera en trois parties. Dans une première partie, la notion d'interaction effective sera introduite et les principales forces effectives phénoménologiques seront rapidement présentées. On analysera en particulier la force de portée nulle de Skyrme. La seconde partie, la plus importante du cours, décrira la construction d'une force de type Skyrme. On présentera une procédure possible de détermination de ses paramètres phénoménologiques à partir des données globales du milieu nucléaire. Les données de base seront présentées et on insistera tout particulièrement sur celles à prendre en compte si l'on veut explorer des noyaux dans des situations extrêmes de déformation ou d'isospin. La dernière partie (les deux derniers chapitres) donnera des exemples de résultats dans de telles situations extrêmes : les grandes déformations et les noyaux exotiques riches en neutrons, aux confins de la stabilité.

2. La Notion d'Interaction Effective

2.1. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau

2.1.1. Les interactions NN réalistes. Toutes les constructions d'interactions NN réalistes ont en général un point de départ expérimental commun qui consiste à décrire la diffusion NN libre dont on connaît les déphasages et les paramètres de basse énergie. Quelques états liés simples, le deuton ou les noyaux ^3H et ^3He , sont également pris en compte avec discussion éventuelle des

effets à trois corps. La base théorique est le plus souvent composée d'une partie à longue portée attractive décrite par l'échange de 1π , d'une partie à moyenne portée souvent phénoménologique et d'un *cœur dur* ou *plus ou moins mou*. Ainsi sont nées d'innombrables forces NN avec parmi les plus connues, le potentiel d'Hamada-Johnston, les potentiels de Ried, les potentiels de Paris ou de Bonn parmi les plus récents et peut-être les plus évolués ¹⁾.

2.1.2. La matrice G de Brueckner. L'utilisation de ces potentiels issus de l'interaction NN libre dans le noyau ou même dans un milieu idéal tel que la matière nucléaire infinie (cf. §3.2 et Appendice A) passe par la construction d'une matrice G^\dagger solution de l'équation de Bethe-Goldstone ^{1, 2)} que l'on peut écrire symboliquement :

$$G = V - V \frac{Q}{e} G = V - V \frac{Q}{e} V \frac{Q}{e} V + \dots \quad (2.1)$$

où Q est l'opérateur de Pauli qui élimine les états intermédiaires occupés et e est le dénominateur d'énergie.

L'énergie totale prend la même forme que dans l'approximation Hartree-Fock excepté que les éléments de matrice de l'interaction à deux corps V sont remplacés par les éléments de matrice de G :

$$E = \sum_i \frac{k_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{ij < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (2.2)$$

où les e_i sont les énergies de particules individuelles définies de manière auto-cohérente comme :

$$e_i = \frac{k_i^2}{2m} + \sum_{j < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (2.3)$$

Cette expression est évidemment la contribution à l'ordre le plus bas de la matrice G à l'énergie totale.

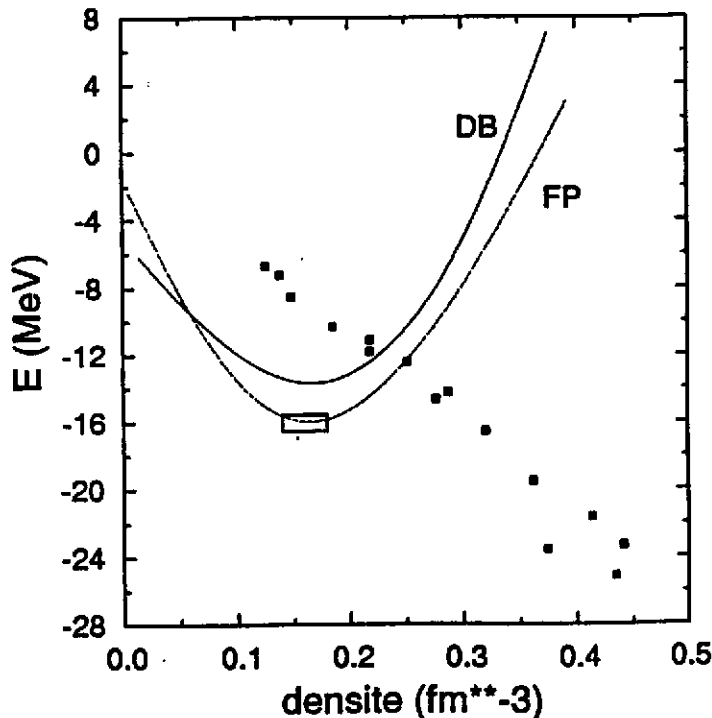


Figure 1 : Energie par particule (en MeV) dans la matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité (en fm^{-3}); le point de saturation empirique est indiqué par un rectangle. La courbe notée DB est un calcul relativiste de type Dirac-Brueckner ²⁾; la courbe notée FP est un calcul variationnel de Friedmann et Pandharipande ³⁾. Les carrés noirs donnent les résultats de l'eq. (2.2) pour la plupart des potentiels NN réalistes existants.

¹⁾ processus identique à la construction de l'équation de Lippmann-Schwinger pour la matrice de diffusion T .

Pour des interactions réalistes, cet ordre d'approximation ne suffit pas à donner une convergence raisonnable du développement (2.1) et les contributions des troisième et cinquième ordres deviennent indispensables ^{1, 4, 5}). On n'entrera pas ici dans le détail de ces traitements, on pourra par exemple consulter la ref. ²) où sont discutés tous les modèles plus ou moins sophistiqués pour décrire la matière nucléaire infinie en termes d'interactions NN réalistes. On peut cependant résumer la situation avec la Figure 1 où chaque carré représente le point de saturation (cf. Appendice A) de la matière nucléaire infinie obtenu, à l'ordre le plus bas, avec la plupart des potentiels NN réalistes disponibles à l'heure actuelle, points de saturation qui se groupent sur une ligne appelée *ligne de Coester* ⁶). Sans porter un nom sur chacun de ces points, la principale remarque que l'on doit faire est l'incapacité de ces forces à reproduire correctement la propriété fondamentale de ce milieu. L'introduction de corrélations à trois corps ⁷), l'utilisation de formalismes relativistes améliorent à l'évidence les résultats; la courbe (DB) de la Figure 1, résultat d'un calcul type Dirac-Brueckner en est l'exemple parfait ²). Dans les noyaux finis, où la construction d'une matrice G nécessite des approximations supplémentaires ^{5, 8, 9, 10}), les résultats laissent encore apparaître des divergences importantes avec l'expérience ¹¹). Si l'introduction de corrélations au-delà de l'ordre le plus bas où la mise en oeuvre de calculs relativistes ^{11, 12}) améliorent là aussi les résultats, il est évident que la complexité des calculs numériques rend illusoire l'utilisation d'une telle approche pour l'étude des propriétés exotiques de noyaux très lourds.

2.2. Les interactions effectives phénoménologiques

Sans entrer dans d'importants développements théoriques (cf. les ouvrages de référence ^{1, 5}) ou ^{9, 13})) on peut présenter la notion d'interaction effective à partir des résultats rassemblés sur la Figure 1. Elle consiste à construire une force NN phénoménologique à base de paramètres que l'on détermine en reproduisant les propriétés fondamentales de la matière nucléaire infinie. Cette *force effective* va alors jouer le jeu d'une matrice G , et ses éléments de matrice vont remplacer les éléments de matrice G dans l'équation (2.2).

2.2.1. Interactions de portée finie. A partir des années 60 et jusqu'à nos jours, depuis les forces de type *Brink-Boeker* ¹) jusqu'à la *force de Gogny* ¹⁴), l'interaction effective de portée finie est probablement la plus étudiée parce que peut-être la plus naturelle. La portée finie permet en effet une meilleure simulation des longue et moyenne portées de l'interaction NN réaliste. Elle autorise en outre un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement ¹⁵) dans un formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) pour décrire les propriétés statiques des noyaux. C'est à l'évidence un atout important dès que l'on veut s'éloigner vers de grandes déformations ou vers les lignes d'instabilité proton ou neutron, les corrélations d'appariement s'adaptant automatiquement à ces nouvelles conditions.

Ces calculs HFB sont cependant relativement lourds à mettre en oeuvre et de plus il sera difficile de *jouer* avec les paramètres de la force pour s'adapter à de nouvelles conditions ¹⁶).

2.2.2. Interaction de portée nulle : la force de Skyrme. Si les premières interactions effectives de portée nulle datent de 1965-1970 avec l'interaction delta de surface (SDI ou MDI) ¹), c'est certainement Skyrme ¹⁷) qui a donné la forme la plus simple à utiliser, cette forme ayant d'ailleurs pris une réelle importance avec le succès de Vautherin et Brink ¹⁸) lors des premières applications aux propriétés des états fondamentaux des noyaux sphériques. Sous sa forme standard la plus utilisée, l'interaction de portée nulle de Skyrme se met sous la forme d'une somme de termes :

$$\begin{aligned}
V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \quad t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) && \text{terme central} \\
& + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) \left[\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2 \right] \\
& + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} && \text{termes non-locaux} \\
& + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) && \text{terme dépendant de la densité} \\
& + i W_0 \sigma \cdot \left[\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} \right] && \text{terme spin-orbite}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

avec les notations usuelles :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \quad \mathbf{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2), \quad \mathbf{P}' \text{ cc de } \mathbf{P} \text{ agissant à gauche}$$

et également :

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \quad P_\sigma = (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) / 2$$

Parmi toutes les modifications (termes *non standards* dans la suite du texte) qui ont été tentées, deux sont à retenir :

- la première consiste à modifier le terme dépendant de la densité pour avoir une dépendance séparée en ρ_n et ρ_p , densités neutron et proton respectivement. Le terme en t_3 de l'éq. (2.5) devient ainsi :

$$+ \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \tag{2.5}$$

Mise en oeuvre récemment ^{19, 20, 21}), l'idée d'une telle modification avait déjà été émise par Dabrowski ²²) et Kölher ²³) pour avoir un meilleur comportement aux grandes valeurs de $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

- Il est également possible d'ajouter au terme dépendant de la densité un terme dépendant des vitesses de la forme :

$$+ \frac{1}{2} t_4 (1 + x_4 P_\sigma) \left\{ \mathbf{P}'^2 \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\beta \delta(\mathbf{r}) + \text{cc} \right\} \tag{2.6}$$

De nombreux auteurs ont tenté l'ajustement de ce type de termes ^{24, 25, 26}) et on reviendra sur les problèmes qu'ils posent quand on étudie le degré de liberté d'isospin $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

2.2.3. La fonctionnelle de Skyrme. L'énergie de liaison totale d'un noyau peut se mettre sous la forme d'une somme :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{nuc.pot.}} + E_{\text{Coul}} \tag{2.7}$$

Un avantage fondamental de l'interaction de portée nulle de type Skyrme réside dans la possibilité d'écrire l'énergie potentielle nucléaire sous une forme simple. Dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes, où la fonction d'onde totale du système de nucléons qui constitue le noyau est écrite sous la forme d'un déterminant de Släter, cette énergie apparaît comme la valeur moyenne du hamiltonien du système :

$$\langle \Psi | H | \Psi \rangle = \int \mathcal{H}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (2.8)$$

avec

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{eff} + \mathcal{H}_{fin} + \mathcal{H}_{so} + \mathcal{H}_{sg} + \mathcal{H}_{Coul} \quad (2.9)$$

où l'on trouve un terme $\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2m}\tau$ d'énergie cinétique, un terme \mathcal{H}_0 de portée nulle, un terme \mathcal{H}_3 dépendant de la densité, un terme \mathcal{H}_{eff} de masse effective, un terme \mathcal{H}_{fin} de portée finie, un terme \mathcal{H}_{so} de couplage spin-orbite et un terme \mathcal{H}_{sg} dû au couplage tenseur spin-gradient. Le terme coulombien contient une partie directe et une partie d'échange qui est généralement traitée à l'approximation de Släter^{18, 27}) avec les expressions :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \frac{1}{4}t_0 \left[(2+x_0)\rho^2 - (2x_0+1)(\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ \mathcal{H}_3 &= \frac{1}{24}t_3\rho^\alpha \left[(2+x_3)\rho^2 - (2x_3+1)(\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ \mathcal{H}_{eff} &= \frac{1}{8} \left[t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2) \right] \tau\rho \\ &\quad + \frac{1}{8} \left[t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1) \right] (\tau_p\rho_p + \tau_n\rho_n) \\ \mathcal{H}_{fin} &= \frac{1}{32} \left[3t_1(2+x_1) - t_2(2+x_2) \right] (\nabla\rho)^2 \\ &\quad - \frac{1}{32} \left[3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1) \right] \left[(\nabla\rho_p)^2 + (\nabla\rho_n)^2 \right] \\ \mathcal{H}_{so} &= \frac{1}{2}W_0 [\mathbf{J} \cdot \nabla\rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla\rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla\rho_n] \\ \mathcal{H}_{sg} &= -\frac{1}{16}(t_1x_1 + t_2x_2) \mathbf{J}^2 + \frac{1}{16}(t_1 - t_2) [\mathbf{J}_p^2 + \mathbf{J}_n^2] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Les densités totales sont définies comme $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\tau = \tau_p + \tau_n$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p$ et de même pour $\nabla\rho$. Les densités locales neutron et proton ($q = n, p$) sont définies comme :

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q, \quad (2.11)$$

il en est de même pour les densités d'énergie cinétique :

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\nabla\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q, \quad (2.12)$$

et pour les densités de spin :

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,s'} \varphi_i^{q*}(\mathbf{r}, s') \nabla\varphi_i^q(\mathbf{r}, s) \times \langle s' | \boldsymbol{\sigma} | s \rangle n_i^q, \quad (2.13)$$

$\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)$ sont les fonctions d'onde de particules individuelles avec des nombres quantiques orbital, de spin et d'isospin i, s et q , respectivement, les n_i^q sont les nombres d'occupation de l'état i, s, q .

La construction exacte de cette fonctionnelle génère également des termes dépendant des densités vecteurs $\vec{\rho}_q(\mathbf{r})$ et $\vec{j}_q(\mathbf{r})$ ^{27, 28}). Ces termes ne contribuent pas aux propriétés statiques des noyaux et sont omis dans l'expression (2.9), (2.10) pour des raisons de simplicité.

Les termes *non standards* (cf. eqs. (2.5), (2.6)) apportent des modifications au terme \mathcal{H}_3 et créent un terme supplémentaire \mathcal{H}_4 qui se mettent sous la forme :

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12} t_3 \left\{ (2 + x_3) \rho^\alpha \rho_n \rho_p + \frac{1}{8} (1 - x_3) \left[(2\rho_n)^{\alpha+2} + (2\rho_p)^{\alpha+2} \right] \right\} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_4 = & \frac{1}{32} t_4 (2 + x_4) \rho^\beta \left\{ (2\beta + 3) (\nabla \rho)^2 - (\nabla \rho_n)^2 - (\nabla \rho_p)^2 + 2\rho_n \nabla^2 \rho_n + 2\rho_p \nabla^2 \rho_p \right\} \\ & + \frac{1}{32} t_4 (1 - x_4) \left\{ (2\rho_n)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_n)^2 + 2J_n^2 \right] + (2\rho_p)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_p)^2 + 2J_p^2 \right] \right\} \\ & - \frac{1}{8} t_4 x_4 \rho^\beta J_n J_p \\ & + \frac{1}{8} t_4 \left\{ (2 + x_4) \rho^\beta (\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + \frac{1}{2} (1 - x_4) \left[(2\rho_n)^{\beta+1} \tau_n + (2\rho_p)^{\beta+1} \tau_p \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Depuis les premières paramétrisations de Vautherin-Brink ¹⁸), la plupart des auteurs ont exigé une bonne description des propriétés des états fondamentaux (énergies et rayons) des noyaux ^{23, 29}). Après ces premières investigations, il est apparu indispensable de prendre en compte un certain nombre de données expérimentales nouvelles concernant le fluide nucléaire. C'est ainsi que de nouvelles paramétrisations ont été construites pour décrire les propriétés des états excités des noyaux ^{25, 26, 30, 31}), les résonances géantes ^{26, 32}), les barrières de fission dans la région des actinides ^{33, 34, 35}), les distributions de charge des noyaux sphériques ²⁵), les déplacements d'énergie coulombienne ^{36, 37}), les propriétés des étoiles à neutrons ^{21, 38}), les corrélations d'appariement dans un traitement de type Hartree-Fock-Bogolyubov ³⁹), approche qui vient d'être récemment utilisée pour étudier les lignes d'instabilité (*drip lines*) neutron et proton ⁴⁰). Des travaux plus spécifiques ont porté sur les instabilités de spin ou d'isospin de certaines paramétrisations en s'intéressant aux paramètres de Landau-Migdal ^{41, 42}) ou en élaborant des conditions particulières ⁴³). Des ajustements systématiques ont également été réalisés dans le but d'étudier les corrélations qui existent dans les états fondamentaux des noyaux ^{44, 45}). Sans être exhaustive cette liste traduit bien la facilité avec laquelle on peut s'adapter à des conditions d'études particulières en utilisant ce type d'interaction effective de portée nulle.

Une revue synthétique voire même critique de toutes ces paramétrisations (cf. Tables 1 pour les forces qui seront utilisées dans le texte) serait fastidieuse et probablement inutile. Au moment où l'on s'intéresse de plus en plus aux noyaux dans des conditions extrêmes de déformation ou d'isospin, conditions de plus en plus proche de l'instabilité du milieu nucléaire, il est plus fondamental de se poser la question de savoir si, parmi toutes ces interactions, certaines sont capables d'apporter des informations prédictives fiables dans de telles conditions. Pour cela nous allons présenter une procédure possible, qui va nous permettre d'avancer pas à pas dans la détermination des paramètres de l'interaction, avec le souci permanent de répondre à la question : Quels sont les ingrédients simples, propriétés du fluide nucléaire, qu'il faudrait contraindre pour étudier ces conditions extrêmes?

Si on peut se poser la question de la réalité physique d'une telle force NN de portée nulle, on doit se souvenir de quelques raisons majeures justifiant ce choix :

- Vautherin et Brink ¹⁸) ont, il faut le rappeler, démontré qu'avec une forme aussi simple on peut correctement reproduire énergies de liaison et rayons à travers la table des noyaux.

- La forme mathématique très simple permet d'une part la construction d'une fonctionnelle pour l'énergie totale d'un noyau mais permet également des calculs Hartree-Fock (HF) très aisés dans l'espace $\{\mathbf{r}\}$ de configuration, le champ HF à un corps prenant lui aussi une forme remarquablement simple.
- L'argument le plus fort est certainement dû aux travaux de Negele et Vautherin ⁴⁶⁾ qui ont établi une connection entre les forces NN réalistes et ce type d'interaction phénoménologique. Leur raisonnement est basé sur une approximation de densité locale (LDA)¹ de la matrice G dérivée d'une force NN réaliste. La matrice réaction obtenue exhibe une dépendance vis-à-vis de la matrice densité dont on peut faire un développement (DME). On obtient ainsi une fonctionnelle $\mathcal{H}(\rho(\mathbf{r}), \nabla\rho(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r}))$ des densités locales ρ, τ pour la densité d'énergie d'un noyau. Cette fonctionnelle suggère tous les termes présents dans l'eq. (2.10), dont la dépendance en densité et y compris les termes *non standards*. Cette justification microscopique peut d'ailleurs être utilisée pour obtenir une première évaluation des divers paramètres de la force de Skyrme ⁴⁶⁾ en particulier pour montrer l'utilité des termes *non standards* ²⁵⁾.

Table 1 : Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

Force		$SIH^{29)}$	$SkA^{23)}$	$SGII^{41)}$	$SkM^{35)}$
t_0	[MeV fm ³]	-1128.75	-1602.78	-2645.00	-2645.00
t_1	[MeV fm ⁵]	395.00	570.88	340.00	410.00
t_2	[MeV fm ⁵]	-95.00	-67.70	-41.90	-135.00
t_3	[MeV fm ^{3+3σ}]	14000.00	8000.00	15595.00	15595.00
x_0		0.45	-0.020	0.0900	0.09
x_1		0.00	0.000	-0.5880	0.00
x_2		0.00	0.000	1.4250	0.00
x_3		1.00	-0.286	0.6044	0.00
σ		1.00	1/3	1/6	1/6
W_0	[MeV fm ⁵]	120.00	125.00	105.00	130.00

Force		$RATP^{38)}$	$SkP^{39)}$	$T6^{34)}$	$FPLyon$
t_0	[MeV fm ³]	-2160.00	-2931.70	-1794.20	-2498.90
t_1	[MeV fm ⁵]	513.00	320.62	294.00	382.19
t_2	[MeV fm ⁵]	121.00	-337.41	-294.00	-336.96
t_3	[MeV fm ^{3+3σ}]	11600.00	18708.97	12817.00	15230.50
x_0		0.418	0.29215	0.392	0.5469
x_1		-0.360	0.65318	-0.500	-0.7624
x_2		-2.290	-0.53732	-0.500	-0.6813
x_3		0.586	0.18103	0.500	0.8094
σ		1/5	1/6	1/3	0.18832
W_0	[MeV fm ⁵]	120.00	100.00	107.00	119.58

¹on calcule la matrice G à chaque valeur $\rho(\mathbf{R})$ comme si le noyau, localement autour de \mathbf{R} , était un morceau de matière nucléaire de densité ρ . Les relations *type matière nucléaire infinie* demeurent vraies avec une dépendance en \mathbf{R} , $\rho(\mathbf{R}) = (2/3\pi^2)^{2/3} k_F^3(\mathbf{R})$.

3. La construction d'une interaction effective de type Skyrme

3.1. La matière nucléaire infinie symétrique

La matière nucléaire infinie symétrique est un système idéal composé de nucléons dont on peut résumer les principales propriétés :

- $N = Z$, neutrons et protons en nombre égal,
- milieu infini sans surface,
- pas d'interaction coulombienne entre les protons,
- pas de corrélations d'appariement entre les nucléons,
- milieu invariant par translation, les fonctions d'onde y sont des ondes planes.
- milieu de densité constante ρ_0 à l'équilibre.

On est en présence d'un gaz de Fermi dont le moment de Fermi est fixé par la densité ρ_0 (cf. Appendice A). Théoriquement et à partir d'une interaction NN, on peut calculer l'énergie par nucléon de cette matière nucléaire infinie en fonction de la densité ρ (cf. Figure 2) et la densité ρ_0 de saturation apparaît naturellement comme la densité d'équilibre. Il faut souligner que ce mécanisme de saturation est subtil, la présence d'un coeur dur est en particulier fondamentale pour assurer cet équilibre. On peut montrer en effet facilement qu'un potentiel à deux corps purement attractif ne donne pas de saturation pour un système de nucléons^{47, 48}).

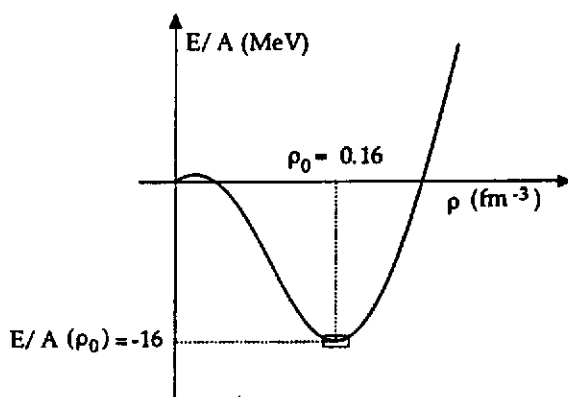


Figure 2 : Energie par nucléon d'une matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité.

Les premiers tests d'une interaction NN sont usuellement faits dans ce fluide nucléaire idéal comme cela a été vu au §2.1.2 et il est donc naturel d'essayer d'ajuster les paramètres d'une interaction effective phénoménologique sur les propriétés d'un tel milieu. Dans le cas d'une interaction de Skyrme, cela devient particulièrement aisé puisque la fonctionnelle (2.9, 2.10) va générer des expressions très simples de ces propriétés.

3.1.1. La densité nucléaire à la saturation. La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux fournit des informations fondamentales sur les distributions de charge⁴⁹) et en utilisant le facteur de forme du proton, dont la distribution de charge n'est pas uniforme, on peut extraire la distribution de protons puis la distribution de neutrons au moyen de modèles nucléaires simples. On constate que la densité totale de matière au centre des noyaux lourds et quasiment constante, indépendante du noyau. Pour un système symétrique ($N = Z$) cette densité est donnée dans l'encadré ci-dessous. On en conclue généralement que la densité de nucléons sature

à la densité ρ_0 et le concept de *matière nucléaire infinie* trouve ici toute sa justification : Le coeur des noyaux suffisamment lourds, insensible au nombre total de nucléons que contient le noyau se comporte comme un milieu infini.

$$\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3} \quad ; \quad \frac{E}{A}(\rho_0) = -16 \pm 0.2 \text{ MeV}$$

3.1.2. L'énergie de volume. Aux effets de couches près, la formule de masse semi-empirique de Bethe-Weizsäcker donne une excellente approximation des énergies de liaison expérimentales des noyaux. Ce succès est un des supports fondamentaux des modèles de type goutte liquide qui écrivent l'énergie par nucléon d'un noyau (N, Z) de masse A et d'asymétrie $I = (N - Z)/A$ comme un développement :

$$\frac{E}{A} = a_v + a_I I^2 + a_s A^{-1/3} + a_{Is} I^2 A^{-1/3} + a_c A^{-2/3} + a_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (3.1)$$

Sans entrer ici dans les diverses approximations qui différencient les modèles de la goutte liquide (LDM) ou de la gouttelette (*droplet model* DM), rappelons que les analyses les plus récentes^{50, 51)} des masses expérimentales faites par Möller, Myers et Swiatecki permettent de fixer le coefficient a_v (cf. encadré §3.1.1), coefficient qui correspond à la définition de l'énergie de liaison par nucléon dans une matière nucléaire infinie symétrique.

Dans le cas d'une force de Skyrme, la fonctionnelle (2.9, 2.10) fournit une expression analytique pour a_v en éliminant tous les termes de surface, de spin-orbite et en posant $\rho_n = \rho_p = \frac{\rho}{2}$:

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{3}{80} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \rho^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\alpha+1} \quad (3.2)$$

expression que l'on peut réécrire aisément en fonction des coefficients A , B , C , et D qui ne dépendent que des paramètres de la force :

$$\frac{E}{A}(\rho) = A\rho^{\frac{2}{3}} + B\rho + C\rho^{\frac{5}{3}} + D\rho^{\alpha+1} \quad (3.3)$$

La pression s'écrit comme :

$$P(\rho) = \rho^2 \frac{d\frac{E}{A}(\rho)}{d\rho} = \rho \left\{ \frac{2}{3} A\rho^{\frac{2}{3}} + B\rho + \frac{5}{3} C\rho^{\frac{5}{3}} + D(\alpha+1)\rho^{\alpha+1} \right\} \quad (3.4)$$

et l'équilibre à la densité de saturation ρ_0 satisfait l'équation :

$$P = \rho_0 \left(\frac{d}{d\rho} \frac{E}{A}(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = 0 \quad (3.5)$$

On s'aperçoit que deux paramètres pourront être déterminés à partir des deux équations (3.2) et (3.4) et des valeurs empiriques (cf. encadré §3.1.1) du point de saturation de la matière nucléaire infinie symétrique.

3.1.3. Le coefficient d'incompressibilité. Le coefficient d'incompressibilité est relié à la courbure au point de saturation de la fonction $\frac{E}{A}(\rho)$ (eq. (3.2)) (cf. Appendice A). Coefficient fondamental aux basses densités puisque relié à la dureté de l'équation d'état nucléaire, il l'est aussi aux hautes densités où certaines forces peuvent souvent violer le principe de causalité⁵²⁾ (cf. Appendice A). Pour une force de Skyrme il s'exprime simplement :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left(\frac{d^2}{d\rho^2} e(\rho) \right)_{\rho=\rho_0} = -2A\rho_0^{\frac{2}{3}} + 10C\rho_0^{\frac{5}{3}} + 9D\alpha(\alpha+1)\rho_0^{\alpha+1} \quad (3.6)$$

Ce coefficient est resté longtemps très mal connu ($K_{\infty} = 300 \pm 100 \text{ MeV}$) tant que son approche expérimentale était tentée à l'aide de masses, de rayons nucléaires ou d'une manière générale de propriétés statiques des noyaux ⁵³). Il en existe désormais de multiples évaluations mais leur interprétation reste toujours délicate puisque la plupart des mesures expérimentales concernent des noyaux et non ce milieu idéal qu'est la matière nucléaire infinie. Dans le cadre d'une étude microscopique (calculs Hartree-Fock plus approximation RPA des phases aléatoires) de la résonance géante monopolaire ($E0; T=0$ GMR), J.P. Blaizot ⁵⁴) a pu extraire une valeur fiable de ce coefficient :

$$K_{\infty} = 210 \pm 30 \text{ MeV}$$

Depuis cette évaluation de multiples extractions ont été faites à partir de données très diverses ⁵³) et il convient d'en dresser un bilan synthétique et critique.

Remarque 1. Les résultats issus d'analyses de propriétés de supernovae ⁵³) doivent être pris avec prudence, la notion de surface dans ce type de milieu n'étant jamais prise en compte. C'est également le cas des valeurs que l'on peut extraire des règles de sommes de la théorie de Landau-Migdal pour les liquides de Fermi. D'une manière générale les coefficients extraits sont souvent affectés d'incertitudes très importantes pour cette raison.

Remarque 2. Les analyses du mouvement collectif transverse pour des collisions entre ions lourds, pour des énergies incidentes inférieures à $100 \text{ MeV}/A$, n'infirmant pas cette valeur de K_{∞} associée à une masse effective $\frac{m^*}{m} \simeq 0.8$. Deux raisons essentielles montrent qu'il est difficile d'aller plus loin dans cette affirmation : i) lorsque l'énergie incidente augmente, les collisions à 2 corps deviennent prépondérantes et les signatures que l'on peut extraire pour l'équation d'état nucléaire deviennent rapidement floues; ii) la notion même d'équation d'état doit être considérée prudemment dans ces expériences : en effet, elle concerne des systèmes équilibrés et en ce sens, le temps auquel on construit ce flot collectif doit être soigneusement choisi ⁵⁵).

Remarque 3. L'extraction expérimentale du coefficient K_{∞} à partir des énergies de la résonance géante monopolaire $E0; T=0$ (GMR), passe par la relation :

$$K_A = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E_{GMR}^2$$

où $\langle r^2 \rangle$ est le r.m.s. du noyau. Le coefficient K_{∞} est alors extrait à l'aide d'un développement de type goutte liquide du coefficient K_A d'un noyau :

$$K_A = K_{\infty} + K_s A^{-1/3} + K_c A^{-2/3} + K_I I^2 + K_{I_s} I^2 A^{-1/3} + K_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (3.7)$$

Les divers coefficients K_j de (3.7) sont déterminés par ajustement des énergies expérimentales dont on dispose, soit environ une cinquantaine de valeurs à l'heure actuelle. Sachant qu'on ne peut en aucun cas négliger un des termes du développement (3.7) et que les meilleurs ajustements des coefficients de la relation (3.1) pour les masses des noyaux reposent sur environ 1600 masses expérimentales, on mesure l'incertitude qui peut demeurer sur le coefficient K_{∞} . Ce problème a généré dans le passé des valeurs de K_{∞} sans réelle signification ⁵⁶). J.M. Pearson ⁵⁷) a montré qu'il existait de très fortes corrélations entre les divers K_j qui rendent très difficile une détermination unique de K_{∞} . Dans le cadre d'une étude critique de cette procédure, Shlomo et Youngblood ⁵⁸) ont récemment réanalysé toutes les données disponibles en 1993 pour conclure que l'on ne pouvait pas attendre une meilleure valeur que $K_{\infty} = 200 \div 350 \text{ MeV}$.

On peut très aisément montrer la difficulté de cette procédure en analysant les valeurs expérimentales de K_A de la Table 2. L'utilisation de l'expression (3.7) consiste en fait à utiliser

la variation de K_A avec A pour extraire les valeurs des coefficients K_j ; or cette variation est quasiment inexistante.

Table 2 : Coefficients K_A pour quelques noyaux.

	^{40}Ca	^{90}Zr	^{144}Sm	^{208}Pb
K_A [MeV]	137	141	144	145

Remarque 3. La seule détermination fiable est indirecte. Il faut faire un calcul microscopique (RPA ou HF plus règles de somme⁵⁹) ou semi-classique (règles de somme⁶⁰). Ce type de calcul est basé sur une modélisation du mode $E0; T=0$ sous la forme d'une compression radiale (*scaling*) où la densité est modifiée radialement comme :

$$\rho(r) \rightarrow \lambda^3 \rho(\lambda r) \quad (3.8)$$

le coefficient K_A est alors obtenu comme :

$$K_A = \left. \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \rho(\lambda) \right|_{\lambda=1} = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E^2(E0; T=0) \quad (3.9)$$

Les densités sont calculées microscopiquement à l'aide d'une interaction effective donnée (qui possède entre autres propriétés un K_∞ donné) et les énergies du mode $E0; T=0$ obtenues sont reproduites sur la Figure 3 pour quelques interactions effectives montrant ainsi clairement le caractère sélectif de ce mode géant vis-à-vis d'une force effective. Le désaccord général observé pour les noyaux légers est à mettre au passif de l'approximation (3.8), un seul mode de volume ne suffisant pas en rendre compte des résultats expérimentaux. Un *scaling* plus sophistiqué doit être utilisé en couplant un mode de volume à un mode de surface, couplage réalisé avec succès par Gleissl *et al.*⁶⁰) (cf. Figure 4). Même si cette approximation du *scaling* doit être utilisée prudemment à cause des erreurs systématiques qu'elle peut générer sur les modes à haute énergie d'excitation⁶¹), il n'y a pas à l'heure actuelle d'argument fondamental permettant de remettre en cause l'analyse de Blaizot⁵⁴) et la valeur de K_∞ de l'encadré ci-dessus. Rappelons que dans cet esprit, Gleissl *et al.*⁶⁰) et plus récemment Farine *et al.*²¹) ont analysé tous les résultats expérimentaux disponibles pour confirmer la valeur de Blaizot.

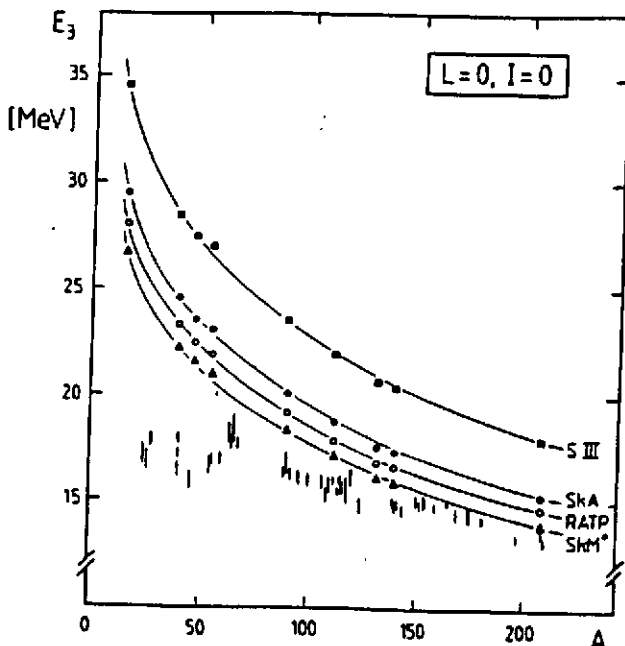


Figure 3 : Energies du mode monopolaire isoscalaire $E0; T=0$ (GMR) obtenues avec quatre forces différentes comparées aux énergies expérimentales⁶²) (représentées avec leurs erreurs).

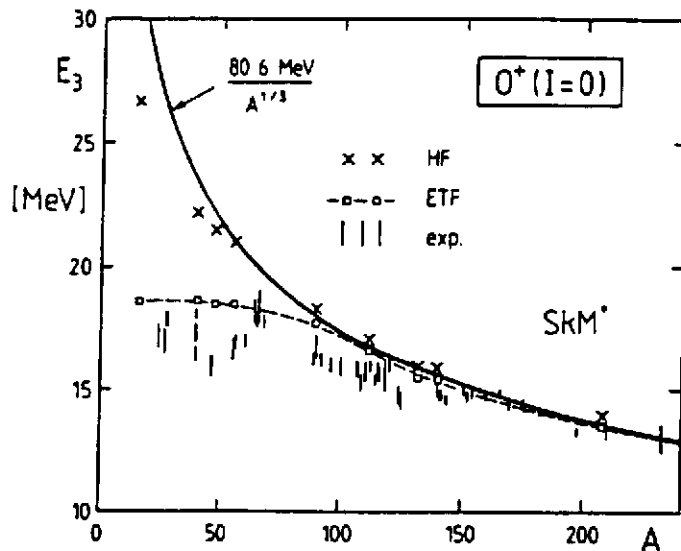


Figure 4 : Energies du mode $E0; T=0$ (GMR) obtenues avec la force SkM^* . Croix : énergies E_3 HF comme dans la Fig. 3. Carrés : énergies de l'état le plus bas dans un "scaling" à 2 dimensions. Les points expérimentaux sont les mêmes que dans la Fig. 3. Trait plein : ajustement de type LDM proportionnel à $A^{-1/3}$.

3.1.4. *La masse effective isoscalaire.* L'énergie d'une particule individuelle de moment p dans la matière nucléaire infinie s'écrit :

$$\epsilon_p = \frac{p^2}{2m} + \Sigma(p, \epsilon_p) = \frac{p^2}{2m^*} \quad (3.10)$$

Cette équation auto-cohérente pour ϵ_p contient un premier terme d'énergie cinétique et un second terme de *self-énergie* résultant de l'interaction de la particule avec le milieu. Cette énergie peut aisément être réécrite comme l'énergie cinétique d'une particule libre mais affectée d'une masse effective m^* qui s'exprime alors comme :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{m}{p} \frac{d\epsilon_p}{dp} \quad (3.11)$$

Dans les noyaux finis cette masse effective joue un rôle important sur la densité de niveaux à la surface de Fermi, ce qui donne une valeur d'environ $1.1 \div 1.2$ pour les états près du niveau de Fermi ^{63, 64}), tandis que les états plus profonds tendent à préférer une valeur plus faible. En prenant en compte les évaluations issues des résonances géantes quadrupolaires isoscalaires $E2; T=0$ ⁵⁴) on peut avancer une valeur de :

$$\boxed{\frac{m^*}{m} = 0.8 \div 0.9}$$

Dans la fonctionnelle de Skyrme (eq. (2.10)), la masse effective est extraite en rassemblant les termes en $\rho\tau$, mettant en évidence une dépendance vis-à-vis de la non-localité de la force soit :

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*} \tau_q = \tau_q \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} \rho \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] + \frac{1}{8} \rho_q \left[t_2 (1 + 2x_2) - t_1 (1 + 2x_1) \right] \right\} \quad (3.12)$$

ce qui devient dans la matière nucléaire infinie symétrique où $\rho_p = \rho_n = \rho/2$:

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{1}{8} \frac{m}{\hbar^2} \rho \left[3t_1 + (5 + 4x_2) \right] \quad (3.13)$$

A partir des données isoscalaires que l'on vient de discuter, on voit déjà se dessiner un début de protocole de détermination des paramètres de la force effective ⁶⁵) :

$$\rho_0 \quad \frac{E}{A} \quad K_\infty \quad \frac{m^*}{m} \longrightarrow t_0 \quad t_3 \quad \alpha \quad 3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$$

La combinaison de paramètres $3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$ peut être gardée en l'état avant la prise en compte d'autres données, les résultats de la Figure 5 montrant l'évidence de l'insensibilité de cette combinaison aux quantités autre que la masse effective $\frac{m^*}{m}$.

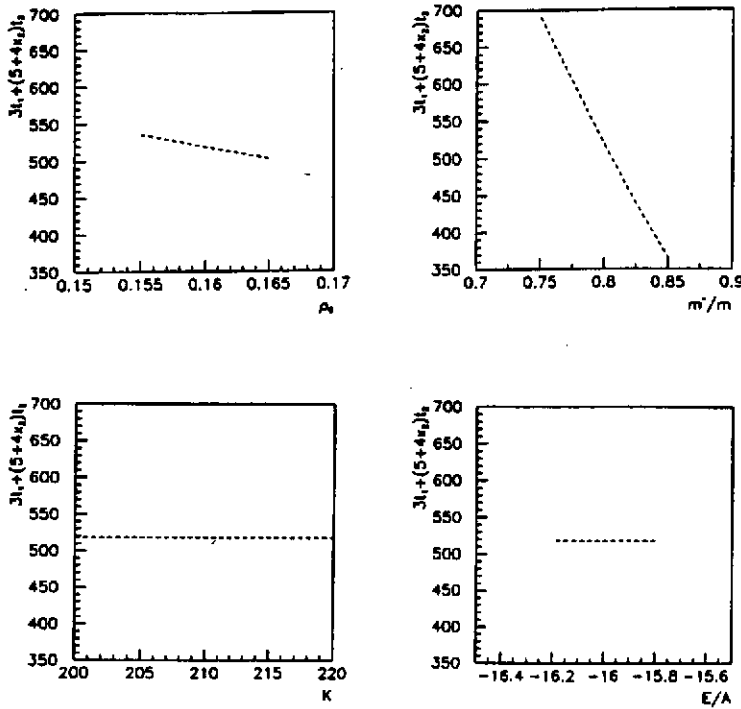


Figure 5 : Variation de la combinaison de paramètres $3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$ en fonction des quantités ρ_0 , $\frac{m^*}{m}$, K_∞ et $\frac{E}{A}$ de la matière nucléaire infinie symétrique.

3.2. La matière nucléaire infinie asymétrique

L'étude des noyaux très loin de la vallée de stabilité, en particulier ceux proches de la *drip line* neutron nous imposent maintenant de savoir si l'on peut intégrer dans cette procédure des propriétés caractéristiques d'une matière nucléaire asymétrique $I \neq 0$. A partir de la fonctionnelle de Skyrme (cf. eqs. (2.9, 2.10)), il est relativement aisé de construire l'expression de l'énergie d'une matière nucléaire infinie asymétrique. Les densités de neutrons et de protons deviennent des fonctions de la densité totale ρ et d'un paramètre d'asymétrie neutron-proton Y_c ou $I = 1 - 2Y_c$ comme $\rho_n = \rho(1 - Y_c) = \rho(1 + I)/2$ et $\rho_p = \rho Y_c = \rho(1 - I)/2$ avec :

$$\text{matière nucléaire symétrique} \quad \frac{1}{2} \geq Y_c = \frac{Z}{A} \geq 0 \quad \text{matière de neutrons}$$

$$\text{ibid.} \quad 0 \leq I = \frac{N-Z}{A} \leq 1 \quad \text{ibid.}$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_c \text{ ou } I; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} F_{5/3} \\ &+ \frac{1}{8} t_0 \rho \left[2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1) F_2 \right] + \frac{1}{48} t_3 \rho^{\alpha+1} \left[2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1) F_2 \right] \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{1}{3}} \left\{ \left[t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) \right] F_{5/3} \right\} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$+ \frac{1}{2} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] F_{8/3} \}$$

avec la définition des facteurs d'asymétrie :

$$F_m(Y_e) = 2^{m-1} \left[Y_e^m + (1 - Y_e)^m \right] \quad , \quad F_m(I) = \frac{1}{2} \left[(1 + I)^m + (1 - I)^m \right]$$

La Figure 6 donne l'évolution de l'énergie par particule de cette matière infinie asymétrique en fonction de la densité ρ et pour quelques valeurs du paramètre d'asymétrie allant de la matière symétrique $Y_e = \frac{1}{2}$, $I = 0$ à la matière de neutrons $Y_e = 0$, $I = 1$.

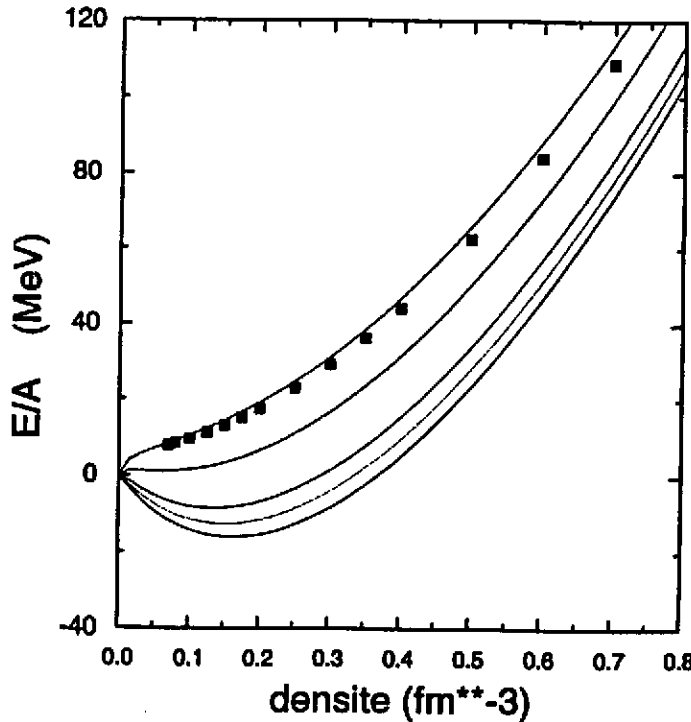


Figure 6 : Energie par particule dans la matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de la densité ρ . Les énergies sont tracées pour diverses valeurs de $Y_e = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{1}{10}, 0$ soit $I = 1 - 2Y_e = 0, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, \frac{4}{5}, 1$. Les carrés noirs notent l'équation état de Friedmann et Pandharipande pour la matière de neutrons $Y_e = 0$.

L'évolution de $\frac{E}{A}$ en fonction de Y_e est relativement mal connue, bien qu'il existe des essais de calculs de type Brueckner-Hartree-Fock pour une matière asymétrique ^{66, 67}) qui montrent par exemple que l'on doit s'attendre à un adoucissement de l'équation d'état avec Y_e ⁶⁸). Cet effet apparaît clairement sur la Table 3, qui donne les valeurs du coefficient d'incompressibilité à l'équilibre pour $Y_e = \frac{1}{3}$.

Table 3 : Coefficients $K_{eq}(Y_e = 1/3)$ pour quelques forces de Skyrme et pour le potentiel de Paris ⁶⁸). Les valeurs de K_∞ sont données pour comparaison.

	SIII	SGII	SkM*	RATP	T6	FPLyon	Paris
K_∞ [MeV]	356	215	217	240	236	217	185
$K_{eq}(Y_e = 1/3)$ [MeV]	305	181	173	202	198	182	143

Si cet adoucissement est une caractéristique importante, une autre propriété est l'évolution de la densité d'équilibre avec l'asymétrie Y_e , sachant que l'on doit naturellement aller vers sa disparition puisqu'aucune saturation n'apparaît pour la matière de neutrons. La Figure 7

montre, pour des forces de Skyrme très différentes, que si l'énergie à la saturation ne change quasiment pas, on peut constater des variations importantes dans les comportements des densités en fonction de Y_e . Pour mieux comprendre la portée de ces différences, il faut rappeler que si la zone des faibles densités ($\simeq 0.1 \text{ fm}^{-3}$) n'est intéressante que pour l'étude de la croûte des étoiles à neutrons, la zone $0.3 \leq Y_e \leq 0.5$ concerne les noyaux riches en neutrons, la *drip line* neutron devant être voisine de $Y_e = 0.3$.

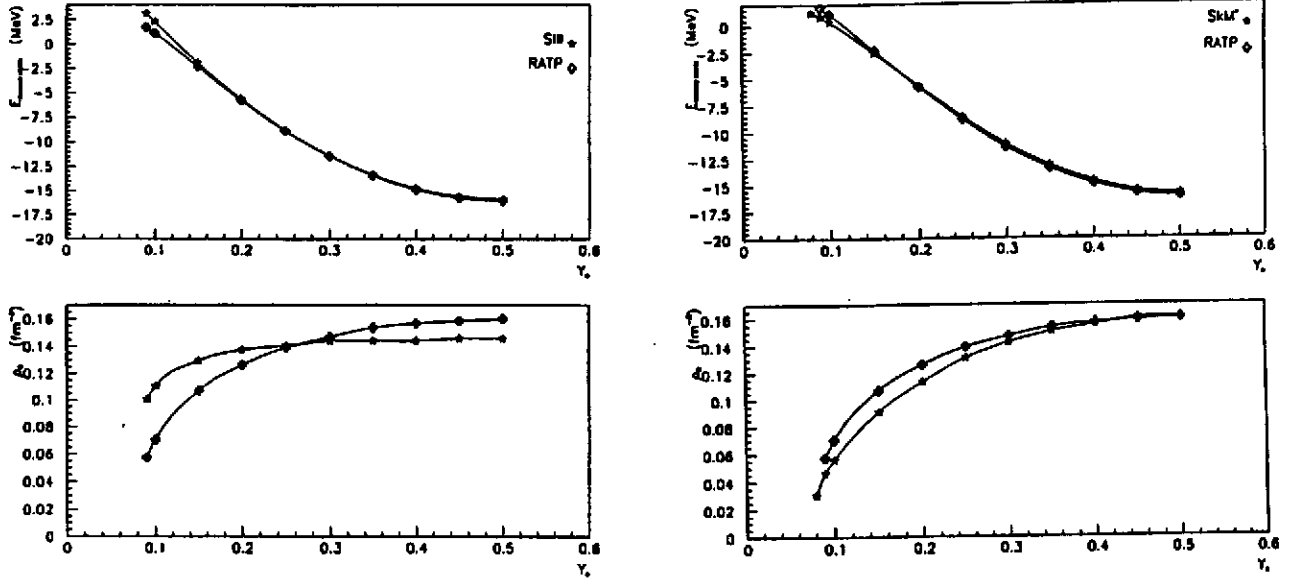


Figure 7 : Energie et densité à l'équilibre dans une matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de Y_e . Les deux forces *SIII* et *SkM** sont comparées à la force *RATP* portée ici comme référence.

3.2.1. L'énergie de symétrie. L'étude d'une matière nucléaire asymétrique $I = \frac{(N-Z)}{A} \neq 0$ donne des renseignements sur le coefficient a_I du développement (3.1). Les analyses expérimentales de Möller, Myers et Swiatecki^{50, 51)} donnent la valeur de l'encadré ci-dessous avec une incertitude qui intègre d'une part plusieurs déterminations du coefficient a_I (augmentation du nombre de masses expérimentales prises en compte) et d'autre part les différences que l'on observe entre les analyses type LDM ou DM ($a_I = 30.8 \text{ MeV}$ et $J = 32.7 \text{ MeV}$ respectivement), avec une légère préférence pour la valeur type DM, puisque ce modèle offre une meilleure description des effets de surface.

$$a_I = 32.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

Cette énergie de symétrie peut-être déduite simplement de (3.15) comme :

$$a_{sym} = \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dI^2} \frac{E}{A}(\rho) \Big|_{I=0} = \ell \rho^{\frac{2}{3}} + n\rho + p\rho^{\frac{5}{3}} + q\rho^{\alpha+1} \quad (3.15)$$

avec les définitions :

$$\begin{aligned} \ell &= \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad n = -\frac{1}{8} t_0 (2x_0 + 1), \quad q = -\frac{1}{48} t_3 (2x_3 + 1) \\ p &= -\frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[3t_1 x_1 - t_2 (4 + 5x_2) \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

Les coefficients L et K_I peuvent également être déduits de (3.15) (cf. Appendice C) mais malheureusement leur détermination *expérimentale*, qui passe à nouveau par des développements de type goutte liquide, restent très aléatoires (cf. discussion sur l'extraction de K_∞).

Pour notre protocole de construction d'une force de Skyrme, cette énergie de symétrie fait intervenir, outre les paramètres t_0, t_3, α , trois nouvelles quantités x_0, x_3 et une combinaison $3t_1x_1 - t_2(5 + 4x_2)$.

3.2.2. La matière de neutrons. A partir d'hamiltoniens réalistes incluant des termes à deux et trois corps, il existe des calculs variationnels donnant accès à des équations d'état relativement sophistiquées ^{3, 69}) pour une matière pure en neutrons. Incluant diverses paramétrisations pour des zones particulières de densités (équation d'état de Bethe et Pethick ⁷⁰) aux très basses densités, description de Negele et Vautherin ⁷¹) pour les densités subnucléaires plus une matière faite uniquement de neutrons pour des densités supérieures à 0.1 fm^{-3} , ces équations rendent bien compte des masses des étoiles à neutrons de masses voisines de $1.44 M_\odot$ ⁷²).

L'expression (3.15) écrite pour $Y_e = 0$ (ou $I = 1$) donne l'énergie par particule d'une matière infinie composée uniquement de neutrons ($F_m(Y_e = 0) = F_m(I = 1) = 2^{m-1}$) :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_e = 0, \text{ ou } I = 1; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{4} \rho t_0 (1 - x_0) \\ &+ \frac{1}{24} \rho^{\alpha+1} t_3 (1 - x_3) + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} [t_1 (1 - x_1) + 3t_2 (1 + x_2)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Pour notre protocole, cette énergie fait intervenir les mêmes paramètres x_0, x_3 et une nouvelle combinaison $t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)$.

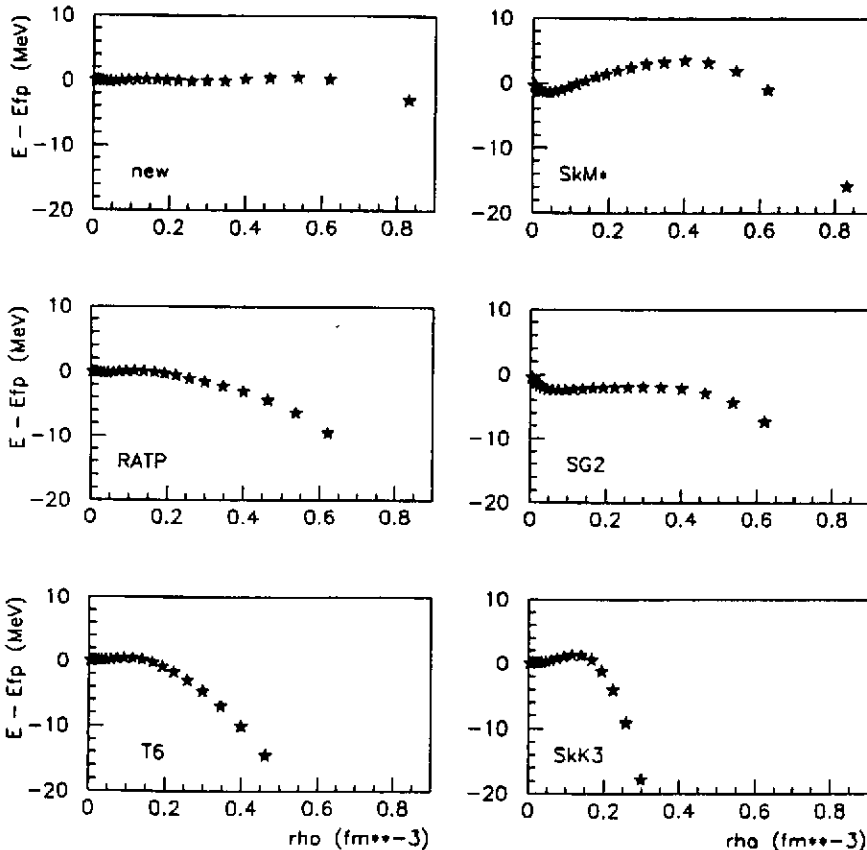


Figure 8 : Energie par particule dans la matière de neutrons en fonction de la densité ρ . Les énergies sont rapportées à l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande. "new" est la force FPL_{Lyon} ; $SkK3$ est une paramétrisation ²¹) non standard.

Certains auteurs ont déjà regardé la possibilité de reproduire ces équations d'état ^{73, 74)} ou de reproduire un ou plusieurs points particuliers, parallèlement aux propriétés nucléaires habituelles ^{21, 38)}. La Figure 8 montre pour comparaison comment les forces de Skyrme usuelles reproduisent l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande ³⁾ avec, pour certaines paramétrisations, un effondrement qui apparaît à des densités relativement basses.

Pour s'affranchir des difficultés que l'on peut rencontrer en cherchant à ajuster des forces utilisant des termes *non standards*, essentiellement pour s'affranchir d'un effondrement à des densités voisines de $2\rho_0$ ^{21, 25, 26)}, une possibilité est d'ajuster la totalité de l'équation d'état d'une matière purement neutronique. En imposant une précision de départ d'environ 5% on pourra relâcher cette précision aux très grandes densités, pour décrire les propriétés des noyaux.

Les courbes $\frac{E}{A}(Y_c, \rho)$ qui sont tracées sur la Figure 6 sont les résultats d'une force effective d'essai, notée *FPLyon*, où l'on a ajusté, entre autres propriétés, l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande pour la matière de neutrons.

3.3. La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface

La Figure 9 résume comment on peut réaliser un modèle simple de matière nucléaire semi-infinie, pour avoir accès au coefficient a_s de la formule de masse (3.1). Considérée comme constante selon deux axes, la densité nucléaire est modélisée par une fonction de Fermi avec une épaisseur de surface α .

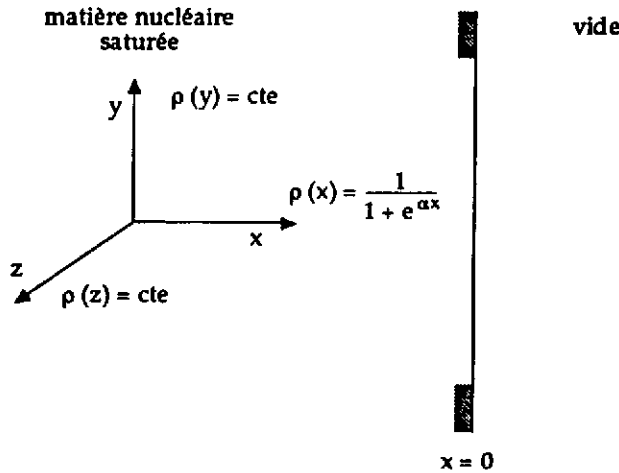


Figure 9 : Schématisation d'une matière nucléaire semi-infinie.

L'énergie de surface est alors simplement écrite selon l'eq. (3.18) et minimisée par rapport à ρ_0 et α .

$$a_s = 4\pi r_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathcal{H}[\rho(x)] - a_v \rho(x) \right\} dx \quad (3.18)$$

avec $a_v = \mathcal{H}(\rho_0)/\rho_0$ et $r_0 = (\frac{4}{3}\pi\rho_0)^{1/3}$.

De tels modèles simples ont été réalisés par plusieurs auteurs ^{75, 76, 77, 78)} et généralisés à une matière nucléaire asymétrique ^{78, 79, 80)} pour avoir accès au coefficient :

$$\bar{a}_s = a_s + a_{I_s} I^2 = J - \frac{9}{4} \frac{J^2}{Q} I^2 \quad (3.19)$$

où la seconde égalité fait apparaître les coefficients J et Q du modèle de la gouttelette (DM).

Pour une matière très asymétrique, la simplicité première du modèle doit être revue essentiellement en ce qui concerne le profil de Fermi, où une asymétrie de surface devient rapidement indispensable avec $I = (N - Z)/A$ ^{77, 79}). Néanmoins, et même si de tels modèles simples surévaluent l'énergie de surface de 1 ou 2 MeV par rapport à un calcul de type Hartree-Fock, leur compacité permet de prendre en compte simplement cette quantité dans l'ajustement d'une force effective. La Table 4 montre les énergies de surface obtenues ⁸⁰) pour quelques forces de Skyrme qui sont très proches de celles extraites d'un calcul de type goutte liquide ($\simeq 20$ MeV (LDM), $\simeq 23$ MeV (DM)) en prenant en compte qu'il faut corriger ces dernières valeurs de la contribution du terme spin-orbite ($1.5 \div 2.0$ MeV). On reviendra sur cette dernière nécessité en montrant au Chapitre 4 le lien étroit qui existe entre cette énergie de surface et les barrières de fission des noyaux lourds. Même si en valeur absolue, on ne reproduit pas exactement la bonne valeur de l'énergie de surface, surtout en partie à cause de l'approximation ETF, on a néanmoins un bon comportement en fonction de K_∞ ou de a_v ⁸¹). On peut utiliser ces résultats comme test en se *calant* sur une force comme SkM^* dont on connaît le succès pour les barrières de fission des noyaux lourds. Les nombreux auteurs qui ont développé de tels modèles ^{75, 76, 77, 78, 80}) ont largement discuté comment on obtient des résultats très divers, parfois même incompatibles pour le coefficient a_{I_2} , montrant à quel point on devient tributaire du modèle utilisé.

Table 5 : Energies de surface a_s en MeV pour quelques forces de Skyrme.

	<i>SIII</i>	<i>Ska</i>	<i>SkM</i>	<i>SkM*</i>	<i>RATP</i>	<i>FPlyon</i>
a_s [MeV]	17.8	18.7	16.7	17.4	19.0	18.0

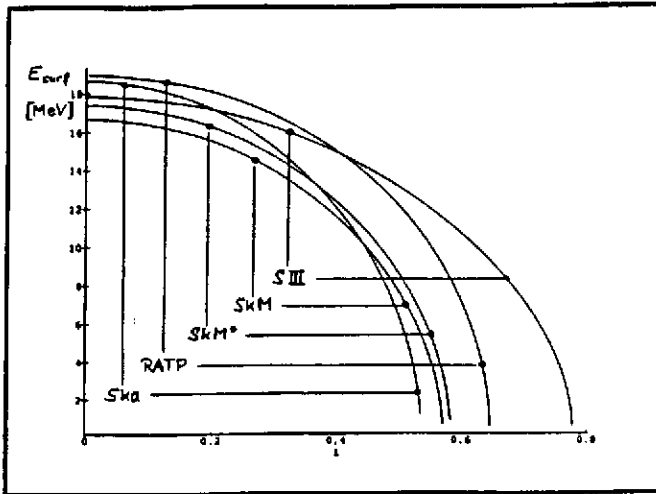
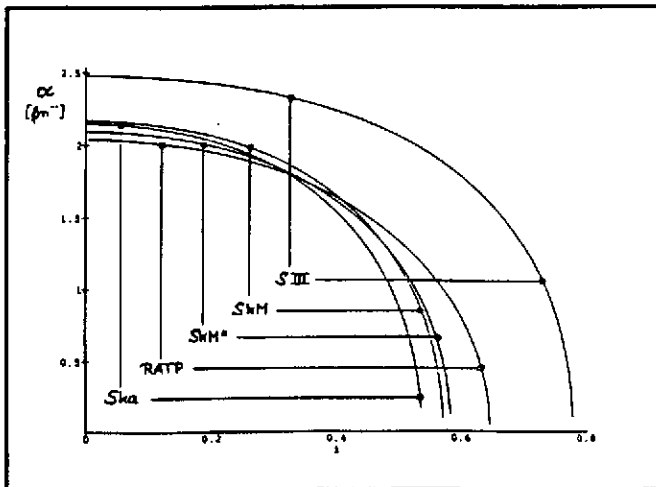


Figure 10 : Variations de l'énergie de surface \bar{a}_s et de l'inverse de l'épaisseur de surface α en fonction de I pour diverses forces de Skyrme.



En l'absence de référence expérimentale pour la variation de ce coefficient \bar{a} , avec I , il est assez difficile de trier parmi les paramétrisations existantes ou de contraindre une telle valeur lors de l'élaboration d'une force. A titre d'exemple, la Figure 10 montre les différences importantes de comportement en fonction de I du coefficient \bar{a} , et de l'épaisseur de surface α .

3.4. Autres quantités importantes

3.4.1. La masse effective isovectorielle ou le facteur d'accélération de la résonance géante dipolaire isovectorielle. La résonance géante dipolaire isovectorielle $E1; T=1$ fournit également un bon test direct de partie non-locale de la force effective. La règle de somme m_1 ^{59, 60}) est en effet directement accessible expérimentalement par réactions de photoabsorption sur les noyaux :

$$m_1 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar c}{e^2} \int \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{2m} (1 + \kappa) \quad (3.20)$$

$\sigma(E_\gamma)$ est la section efficace de photoabsorption, κ le facteur d'accélération mesurant la déviation par rapport à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK). La Figure 11 donne une extraction expérimentale de ce facteur κ qui dans le cas d'une force de Skyrme sera directement proportionnel à la combinaison $t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)$ ^{60, 82}) (cf. Appendice C). Il ne faut cependant pas oublier que dans ces sections efficaces intégrées de photoabsorption entrent en jeu à la fois des effets tensoriels et des effets subnucléoniques, qui justifient que l'on admette généralement qu'avec une force de Skyrme standard où de tels degrés de liberté sont absents une bonne valeur de ce coefficient est $\kappa = 0.4 \div 0.5$. Il faut donc prendre garde de ne pas *ajuster* trop fortement une telle valeur qui doit être néanmoins surveillée pour rester dans des limites raisonnables.

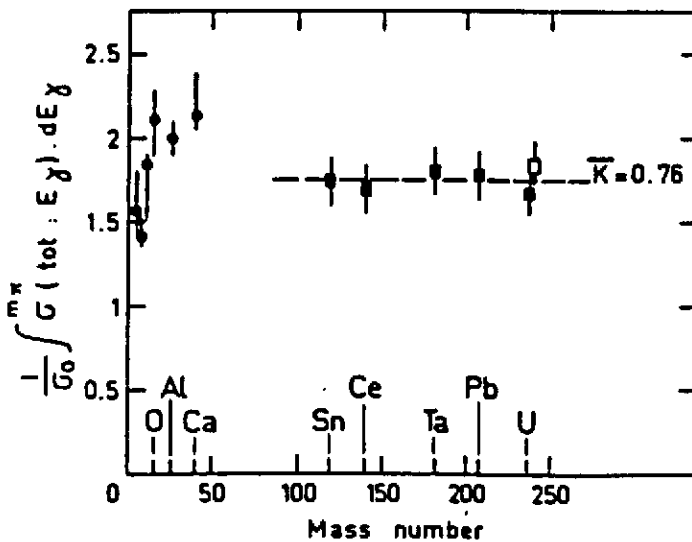


Figure 11 : Facteur d'accélération κ pour le mode géant $E1; T=1$ (GDR). Figure extraite de la ref.⁸³).

3.4.2. Les paramètres de Landau-Migdal. Une critique souvent faite aux forces effectives de portée nulle de type Skyrme est leur instabilité de spin ou d'isospin. L'analyse d'une paramétrisation en termes de paramètres de Landau-Migdal^{41, 42, 43}) par les inégalités et règles de somme qu'elle fournit permet une surveillance efficace de ce comportement.

3.5. Calculs Hartree-Fock pour quelques noyaux sphériques

Dans le cadre des théories basées sur l'hypothèse du champ moyen, le formalisme Hartree-Fock fournit un cadre microscopique idéal pour l'étude des propriétés statiques des noyaux. Le

succès de cet outil n'est plus à démontrer puisqu'il permet de prédire des phénomènes nouveaux avec un degré de fiabilité raisonnable. Il est d'autre part un point de passage obligé pour étudier les propriétés dynamiques d'un noyau en allant au-delà de l'hypothèse fondamentale.

3.5.1. Hypothèses principales du formalisme Hartree-Fock. Sans entrer dans une description détaillée du formalisme (cf. les Cours "Joliot-Curie" de J.F. Berger ¹⁵) et de M. Meyer ⁸⁴) et la revue ⁸⁵), on peut rappeler les hypothèses générales :

- Hypothèse du champ moyen et construction auto-cohérente de ce champ moyen.
- Pas de coeur inerte, tous les nucléons participent à la construction de ce champ.
- Pas de paramètres libres ajustés en fin de calcul sur la situation expérimentale. Les énergies sont calculées en particulier en valeur absolue.
- A l'aide de calculs CHF, on sait analyser une situation hors d'équilibre vis-à-vis d'une coordonnée collective donnée. C'est ainsi que l'on a accès à des formes variées de type quadrupolaire axial ou non, octupolaire ou hexadécipolaire en *contraignant* le multipole $Y_{j\mu}$ correspondant.
- L'ingrédient fondamental d'un tel calcul est une interaction effective, de type Skyrme par exemple, et les paramètres de cette force, obéissant à des critères définis, ne sont jamais plus retouchés au cours des calculs.

Avec des forces effectives de portée nulle, les corrélations d'appariement sont généralement prises en compte à l'approximation *BCS* ¹⁵), avec plusieurs procédures possibles :

i) une intensité constante de la force d'appariement ⁸⁶), ii) une force d'appariement de portée nulle ^{87, 88}), iii) ou en raffinant encore un peu plus, une force d'appariement de portée nulle avec un facteur de forme dépendant de la densité ⁸⁹).

A partir d'un tel calcul microscopique on sait aller au-delà de l'approximation de champ moyen dans le cadre de la méthode de la coordonnée génératrice ⁹⁰) par exemple afin d'analyser la dynamique contenue dans un phénomène collectif particulier.

3.5.2. Quelques noyaux sphériques. Afin de différencier les paramètres de la force dans les barres d'erreurs des divers coefficients que l'on vient de discuter, on ajuste, à l'approximation HF, les énergies de liaison E_B et les rayons de charge $\langle r^2 \rangle_c$ pour les noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb . Pour les paramètres de la force notée *FPLYon* ajustée avec la procédure étudiée ici, on a pris en compte des tolérances de $\pm 1 \text{ MeV}$ sur les énergies de liaison et de $\pm 0.05 \text{ fm}$ sur les rayons de charge. La Figure 12 donne quelques résultats sur des noyaux sphériques où une attention particulière doit être portée sur les noyaux $^{40-48}\text{Ca}$ et $^{114-132}\text{Sn}$. Si les écarts importants observés pour la force *SkM** ont longtemps jetés un doute sur le comportement de cette paramétrisation avec *I*, on peut constater que la force *FPLYon*, très rapidement construite selon la procédure proposée dans ce cours, permet d'envisager une solution satisfaisante à ce problème.

Table 6 : Valeurs de $Y_e = \frac{Z}{A}$ et $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pour quelques noyaux sphériques.

	$^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$	$^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$	$^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$	$^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$
$Y_e = \frac{Z}{A}$	0.50	0.36	0.50	0.38
$I = \frac{(N-Z)}{A}$	0.00	0.28	0.00	0.24

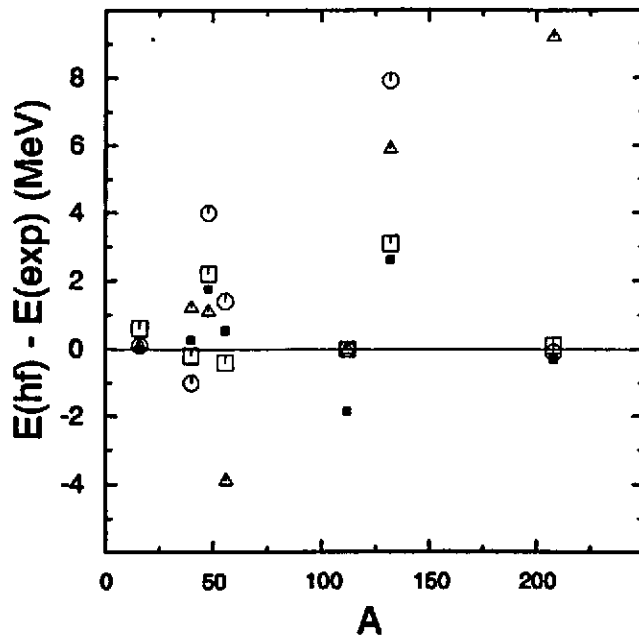


Figure 12 : Différences Energie Hartree-Fock - Energie expérimentale pour quelques noyaux sphériques. Carrés ouverts : SIII; Cercles ouverts : SkM*; Triangles ouverts : RATP; Carrés noirs : FPLyon.

Il est fort probable qu'une voie simple de détermination des paramètres de la force, serait d'essayer un ajustement sur des couples $\{ E_B, \langle r^2 \rangle_c \}$ énergies de liaison, rayons de charge de noyaux sphériques. Dans l'espoir de rééditer le succès obtenu avec la paramétrisation SIII²⁹), on pourrait tenir compte en priorité des $\{ E_B, \langle r^2 \rangle_c \}$ des noyaux de la Table 6 qui offrent une exotécité en isospin très *alléchante* ; expérimentalement, il manque encore une énergie et trois rayons dans cette table.

3.5.3. La peau de neutrons. Une quantité à considérer avec une très grande attention pour l'étude des noyaux très riches en neutrons et certainement la *peau de neutron*. Elle est en fait reliée, dans une matière asymétrique, à l'excès de neutrons par unité de surface et doit être définie à partir de la différence entre les rayons *sharp* neutron et proton⁷⁸). On peut d'ailleurs montrer que cette peau de neutrons est reliée aux deux paramètres a_I et a_{I_s} du développement de type goutte liquide (3.1). On se contente généralement de la définir comme $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ (même si d'autres définitions existent⁹¹)) mais on intègre alors dans cette définition des effets de couches qui ne concernent pas réellement l'excès de neutrons désiré. Certains auteurs ont ajusté cette quantité dans le noyau ^{208}Pb ⁹²), et on pourrait envisager d'intégrer certains résultats récents sur les isotopes de Calcium⁹³). Des systématiques expérimentales sur les distributions de neutrons dans les noyaux, particulièrement dans des noyaux riches en neutrons, seraient en ce sens un apport fondamental pour la détermination d'une force effective.

3.5.4. Le problème des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux. L'existence de corrélations dans les états fondamentaux des noyaux est certainement un des problèmes les plus importants qui se pose lors de la construction d'une interaction effective. Il faut rappeler que :

- d'une part on vient d'ajuster dans le §3.5.2 les énergies de liaison et les rayons de charge de quelques noyaux magiques à l'approximation HF,
- d'autre part, on va présenter dans le Chapitre 4 des études du comportement des énergies de liaison ou des énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons en fonction de I , et ceci toujours à l'approximation HF+BCS.

Des évaluations systématiques^{94, 95)} de ces corrélations qui se situent au-delà de l'approximation HF, ont été réalisées tant pour les corrélations venant des résonances et des états de haute énergie que pour celles venant de modes de basse énergie : mouvement du centre de masse, rotations ou vibrations collectives. Si les effets relatifs sont souvent faibles, il existe des effets de couches visibles, point important si on se souvient qu'une des questions majeures de l'étude des noyaux très riches en neutrons est justement la recherche de nouveaux nombres magiques dans cette région^{96, 97)}. En fonction de la déformation, les effets des corrélations des modes de basse énergie ont été évalués quantitativement à environ 5 MeV le long du chemin de fission et jusqu'au point de scission pour des noyaux moyens ou lourds⁹⁵⁾.

Sans développer plus loin cet aspect, il est important de rappeler qu'il pose le problème de la *renormalisation* de l'interaction effective que l'on a construite à la simple approximation HF. Une procédure idéale serait évidemment un ajustement des paramètres de la force au niveau HF+RPA mais le prix à payer deviendrait alors exorbitant. Un schéma plus souple pourrait consister dans la construction d'un état corrélé dans une matière nucléaire très simple dont on pourrait paramétriser l'énergie comme une fonctionnelle de Skyrme, une approximation de type LDA nous permettant enfin l'usage de cette fonctionnelle pour des noyaux finis. Ce type d'approche, tenté avec succès dans des systèmes constitués d'électrons (fonctionnelle de Gunnarson et Lundqvist⁹⁸⁾), pose encore dans les noyaux beaucoup de problèmes : la différence fondamentale qui existe entre les corrélations de type RPA dans la matière nucléaire et dans les noyaux est certainement un des points les plus importants.

3.5.5. Résumé du protocole de construction d'une interaction effective de type Skyrme. Avant de montrer quelques résultats dans des domaines extrêmes de déformations ou d'isospin obtenus avec des forces existantes, on peut rappeler les résultats de ce Chapitre sous la forme d'un tableau récapitulatif (Table 9) montrant un protocole possible de détermination des paramètres d'une force de type Skyrme. Dans cette Table 9, les erreurs ont été volontairement adaptées à un processus d'ajustement de paramètres.

Table 9 : Protocole d'ajustement des paramètres d'une force de Skyrme.

$\frac{E}{A} = -16.0 \pm 0.2 \text{ MeV}$ $\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$ $K_\infty = 210 \pm 10 \text{ MeV}$ $\frac{m^*}{m} = 0.8 \pm 0.05$	t_0 t_3 α $3t_1 + t_2(5 + 4z_2)$
$a_1 = 32.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$ EOS matière de neutrons	$z_0, z_3, 3t_1z_1 - t_2(4 + 5z_2)$ $z_0, z_3, t_1(1 - z_1) + 3t_2(1 + z_2)$
$\tilde{a}_s = a_s + a_{1s}$	Valeur de SkM^* pour $I(^{240}\text{Pu})$ Attention au modèle
$\kappa(E1; T=1)$ Paramètres de Landau-Migdal	sous surveillance
$E_\beta, \langle r^2 \rangle_c$	noyaux magiques (HF)

De nombreux auteurs ont développé de tels processus d'ajustement (partiellement ou en totalité) pour étudier systématiquement l'influence des paramètres de l'interaction sur certaines propriétés statiques des noyaux^{25, 38, 65, 99}). La force *FPlyon* qui est présentée dans ce Cours est un résultat très certainement encore perfectible de l'application du protocole de la Table 9.

4. Tests aux grandes déformations

4.1. Les barrières de fission des noyaux lourds

Expérimentalement, la structure des barrières de fission des actinides est relativement bien connue¹⁰⁰), les effets de couche dans cette région et leur influence sur ces barrières de fission le sont également¹⁰¹). Pour le noyau ^{240}Pu , la première barrière est légèrement triaxiale tandis que la seconde a une composante qui brise la symétrie droite-gauche (caractère octupolaire). Cette complexité du chemin de fission¹⁰²) rend difficile l'ajustement d'une force effective sur la simple hauteur d'une barrière de fission. Les calculs théoriques montrent en outre généralement que si la plupart des paramétrisations donnent les bonnes caractéristiques de la première barrière (position et hauteur), les différences apparaissent sur la seconde barrière^{33, 102}). La valeur de ces diverses contributions avec en outre celles dues à la projection des états intrinsèques a été évaluée¹⁰³) mais une philosophie plus simple (celle qui a fait le succès de la force *SkM**) consiste à étudier la composante semi-classique de la barrière de fission que l'on a porté sur la Figure 13 pour le noyau ^{240}Pu avec la force *SIII*.

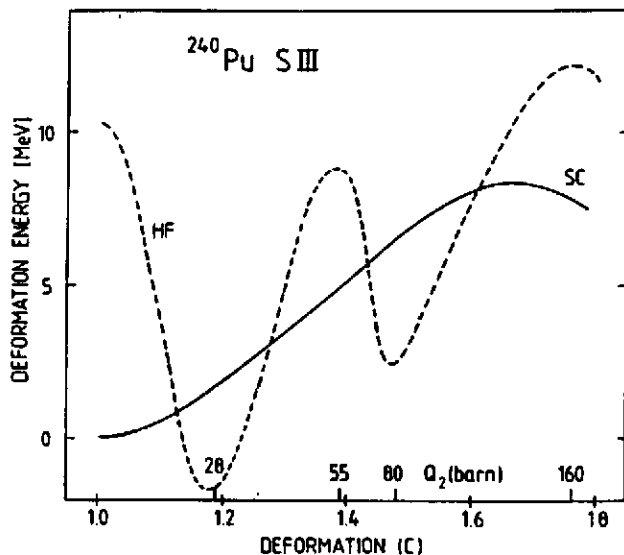


Figure 13 : Barrière de fission du noyau ^{240}Pu calculée avec la force *SIII*. HF = calcul HF+BCS; SC = calcul semi-classique. Figure tirée de la ref. ⁷⁷).

Sachant que l'on dispose d'une procédure efficace pour prendre en compte à la *Strutinsky* les effets de couches à partir d'un calcul semi-classique^{104, 105}), et retrouver la structure microscopique de la barrière de fission, on peut étudier simplement cette composante semi-classique pour diverses forces de Skyrme (cf. Figure 14). Il existe certes d'autres relations : i) entre la hauteur de cette barrière et le coefficient K_∞ , une équation d'état dure donnant généralement une barrière plus haute¹⁰⁶); ii) Tondeur a également établi une dépendance de la masse effective sur les oscillations de couches¹⁰⁷) qui semblent préférer une valeur proche de $\frac{m^*}{m} = 1.0$.

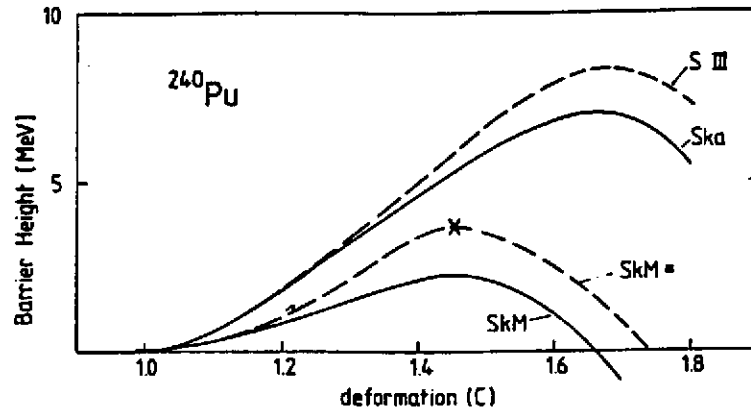


Figure 14 : Barrières de fission semi-classiques pour le noyau ^{240}Pu calculées avec diverses forces de Skyrme. La déformation axiale portée en abscisse est liée au profil de densité utilisé, la Figure 13 donne une équivalence avec le moment quadrupolaire en barns. Figure tirée de la ref. ⁷⁷).

Néanmoins, le lien le plus direct est certainement celui existant entre la hauteur de barrière et l'énergie de surface $\bar{\alpha}_s$, de la force. Cette corrélation est évidente sur la Figure 15 ⁸⁰). Si l'on prend comme référence la valeur de $\bar{\alpha}_s$ pour SkM^* (la structure microscopique de la barrière de fission est correcte, comparée à l'expérience ³⁵)) on peut avancer l'hypothèse raisonnable que les forces RATP et FPLyon auront des hauteurs des barrières comparables à celle de SIII . Si cette corrélation se confirme, elle n'est pas le seul fait des forces de portée nulle puisqu'il existe le même effet pour les forces de portée finie de type Gogny ¹⁰²). On pourrait donc envisager, abstraction faite du modèle utilisé pour calculer $\bar{\alpha}_s$, de prendre en compte la valeur correcte de SkM^* dans un ajustement des paramètres de la force.

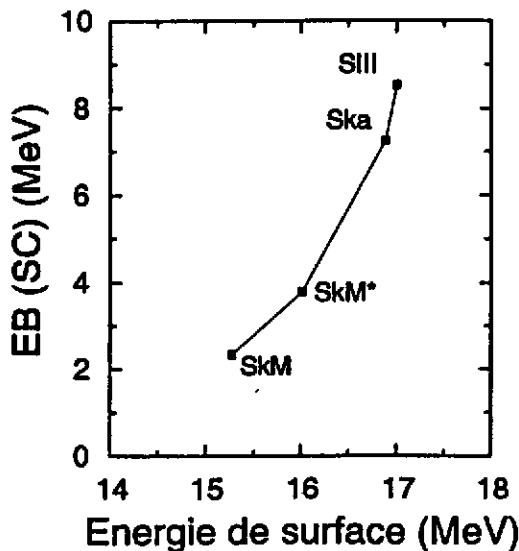


Figure 15 : Hauteur de la barrière de fission semi-classique en fonction de l'énergie de surface $\bar{\alpha}_s$ calculée pour diverses forces de Skyrme et pour une asymétrie $I(^{240}\text{Pu})$.

4.2. Le phénomène de superdéformation dans la région de masse $A=190$

On peut donner un exemple récent de l'importance des propriétés de surface de la force effective utilisée dans le domaine des grandes déformations, plus spécialement pour l'étude du phénomène de superdéformation. L'origine microscopique de ce phénomène est maintenant bien établie comme un effet de couche créant un second minimum (cf. Figure 16) vers $40\hbar$ dans la variation de l'énergie potentielle du noyau en fonction de la déformation quadrupolaire ¹⁰⁸).

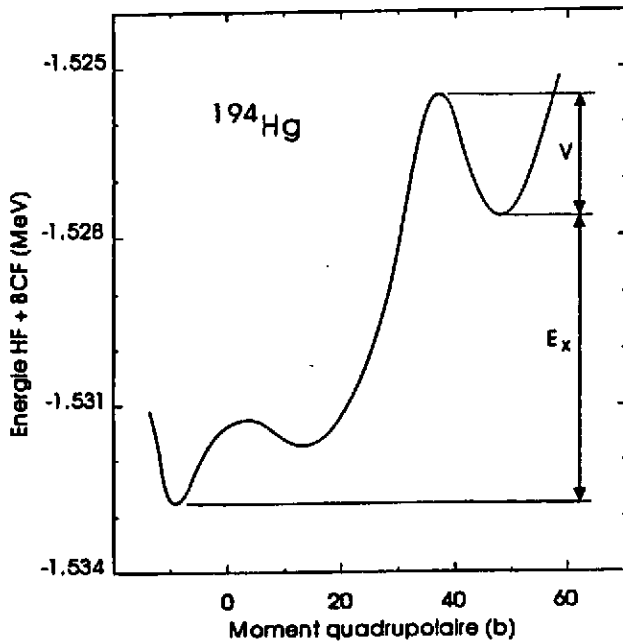


Figure 16 : Energie potentielle de déformation du noyau ^{194}Hg obtenue dans un calcul HF+BCS en utilisant la force SkM^* .

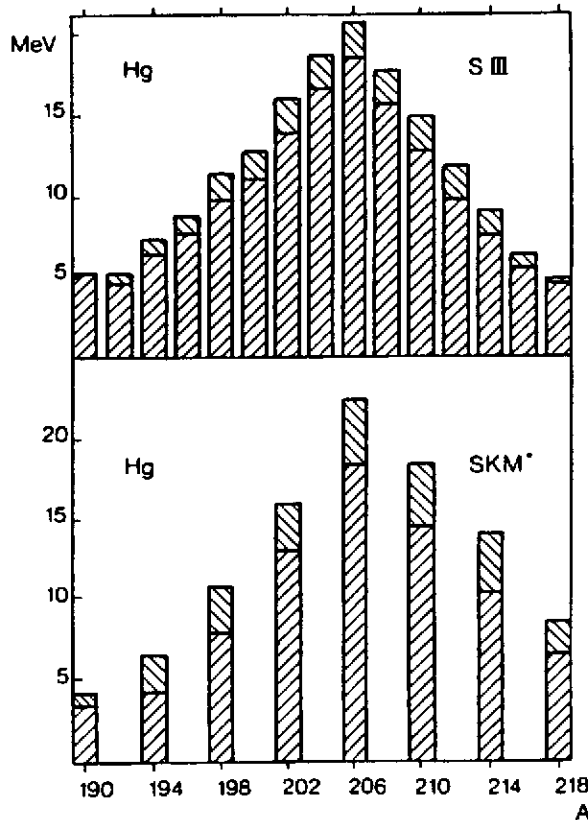


Figure 17 : Profondeurs V (\\) et énergies d'excitation E_x (///) du minimum SD pour deux forces de Skyrme dans la région de masse $A = 200$.

La Figure 17 montre des différences importantes entre les forces $SIII$ et SkM^* dont le minimum SD apparaît systématiquement plus profond, et on vient de voir dans le §4.1 l'aptitude de cette dernière interaction à bien décrire les barrières de fission des actinides. Par exemple, la force $SIII$ ne donne pas de puits SD pour le noyau ^{190}Hg . Dans la région de masse $A = 200$ ces investigations systématiques ont permis de prédire de manière fiable les noyaux expérimentalement intéressants. Des bandes SD ont été en effet mises en évidence ¹⁰⁹⁾ à bas spins dans les noyaux $^{190-194}\text{Hg}$ (10^+ et 12^+ pour les spins estimés des états SD observés les plus bas) et $^{192-194}\text{Pb}$ (6^+ et 10^+ respectivement). Conjointement à ces résultats, des calculs

de type HFB utilisant l'interaction de portée finie de Gogny sont arrivés à la même conclusion (différence entre les paramétrisations $D1^{14}$) et $D1S^{16}$). La localisation expérimentale de l'énergie d'excitation des bandes SD permettra à l'avenir de mieux tester l'aptitude de ces forces à décrire la spectroscopie de ces états SD.

5. De la "drip line" proton à la "drip line" neutron

L'attrait des régions de noyaux près des lignes d'instabilité de particules (neutron ou proton) est évidemment lié aux nombreux phénomènes exotiques que certaines prospectives laissent entrevoir⁹⁶). Celles-ci posent un certain nombre de questions fondamentales dont celle liée au comportement des effets de couches avec le degré de liberté d'isospin $I = (N - Z)/A$ qui peut modifier profondément les valeurs des nombres magiques dans ces régions.

Le formalisme Hartree-Fock est un outil microscopique idéal pour de telles investigations et de nombreuses tentatives existent déjà en ce qui concerne notamment les lignes d'instabilité à une ou deux particules^{40, 110}). De très forts effets de couche ont été prédits près de la *drip line* neutron. L'utilisation de calculs HF dans ces régions de noyaux posent évidemment la question de savoir si la force effective utilisée est capable de *travailler* dans de telles conditions d'isospin et de déformation. Les propriétés de surface de l'interaction devront également jouer un rôle important particulièrement pour les noyaux riches en neutrons⁷⁹). Si la région des noyaux riches en protons semble relativement peu sensible aux propriétés d'asymétrie de la force, la région de *drip line* neutron est, au contraire, très dépendante du coefficient a_1 . Ceci a été confirmé à la fois avec de calculs HF et à l'aide de calculs utilisant une approximation de champ moyen dans un cadre relativiste (RMF)¹¹¹). Dans la région des isotopes de Zirconium, ce même type d'approche RMF a mis en évidence des effets de couches très différents de ceux prédits avec un calcul HF¹¹²), mettant ainsi l'accent sur les propriétés d'asymétries différentes des forces effectives utilisées.

Les paramétrisations de type Skyrme dont on dispose à l'heure actuelle semble souffrir de défauts importants lorsqu'on investigate des valeurs de I importantes. Outre les problèmes que nous avons mentionnés qui concernent les paramétrisations non standards et les déviations importantes sur les énergies de liaison des isotopes d'étain dans le cas de SkM^* par exemple, Tajima *et al.*¹¹³) ont mis en évidence une difficulté à reproduire les déplacements isotopiques $\delta < r^2 >$ dans les isotopes de Plomb, du ^{194}Pb ($Y_e = 0.423$, $I = 0.155$) au ^{214}Pb (0.38, 0.234). Même si la solution de ce problème se situe peut-être au delà de l'approximation du champ moyen^{113, 114}), la responsabilité des forces de Skyrme utilisées est en cause puisque les déviations constatées ne sont pas dans le même sens pour les $\delta < r^2 >$ et les énergies de liaison. L'ensemble de ces défauts ne semble d'ailleurs pas lié à la portée nulle de l'interaction, ni même à la manière de traiter les corrélations d'appariement à l'approximation BCS puisqu'ils sont également présents dans une approche de type HFB avec une force de Gogny^{113, 115}).

La force FPL_{Lyon} proposée dans ce texte comme exemple étant encore imparfaite (cf. propriétés de la Table D1) et en cours de test, il semble prématuré d'entreprendre des études systématiques de séries de noyaux et les paragraphes suivants vont montrer des résultats obtenus dans deux régions types avec des forces effectives existantes.

5.1. La région des isotopes de Fer et de Nickel

La région des isotopes de Fer et de Nickel a fait l'objet de programmes expérimentaux importants tant au GANIL^{116, 117}) qu'à SIS⁹⁷) en Allemagne. Les isotopes de Nickel ont déjà fait l'objet d'interprétations théoriques dans le cadre de calculs HFB¹¹⁸) et l'intérêt astrophysique des isotopes de Fer n'est plus à démontrer. La Figure 18 donne les résultats de calculs HF+BCS

pour les isotopes de Fer riches en neutrons réalisés avec la force *SIII*¹¹⁹) d'une part et pour les isotopes riches en protons avec la force *SkM** en utilisant une force d'appariement de portée nulle⁸⁸).

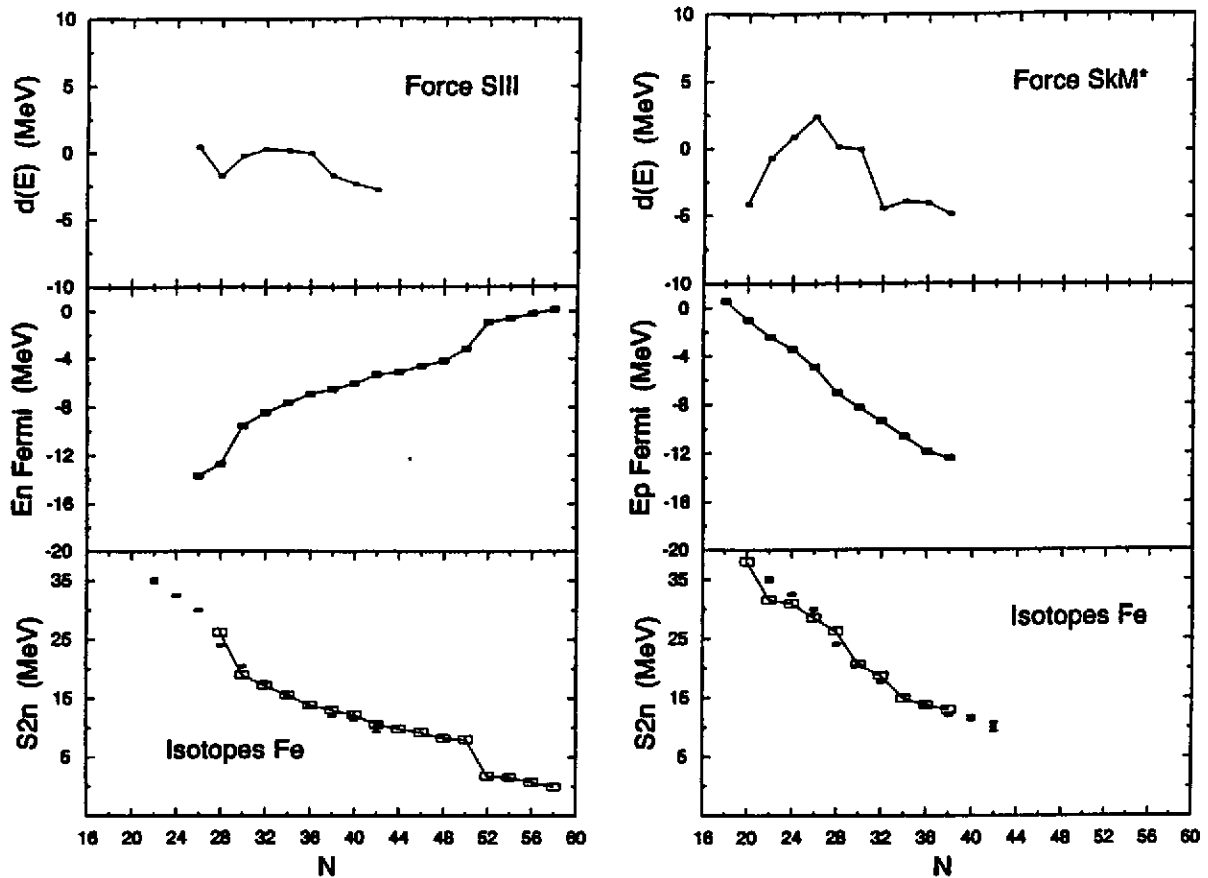


Figure 18 : Calculs HF+BCS pour les isotopes de Fer. La force *SIII* est utilisée pour les isotopes lourds de Fer et la force *SkM** pour les isotopes légers. De haut en bas en fonction du nombre de neutrons : Différence énergie de liaison (HF-expt) rapportée au noyau ^{54}Fe ; énergie de Fermi neutron; énergie de séparation de deux neutrons. Les carrés noirs dans les figures du bas donnent les valeurs expérimentales qui sont issues des Tables 1993 de Audi et Wapstra¹²¹). Les paramètres d'asymétrie ($Y_e = Z/A$, $I = (N - Z)/A$) sont respectivement : $^{84}\text{Fe}(0.31, 0.38)$ pour l'isotope calculé le plus lourd et $^{44}\text{Fe}(0.59, -0.18)$ pour l'isotope calculé le plus léger.

On remarquera les très faibles déviations des énergies de liaison obtenues avec la force *SIII* ainsi que l'excellent accord avec l'expérience des énergies de séparation S_{2n} , confirmant les bonnes qualités spectroscopiques de cette force dans des zones de valeurs de I relativement faibles. L'isotope $A = 84$ est trouvé instable vis-à-vis de l'émission de deux neutrons. Les calculs HF+BCS sont réalisés dans le cadre d'une symétrie par renversement du sens du temps ce qui ne donne accès qu'aux noyaux paires-paires. Seule l'énergie de Fermi peut donc donner des renseignements sur le seuil d'émission de une particule. L'énergie de Fermi des neutrons apparaît positive pour le même isotope $A = 84$. La position expérimentale de la *drip line* neutron n'est pas connue puisque les derniers noyaux connus dans cette région sont encore à quelques $6 \div 8$ unités de masse dans les isotopes de Nickel ($^{97}, ^{120}, ^{121}$) et encore un peu plus loin pour les isotopes de Fer¹²²). Il est néanmoins possible de confirmer que comme pour le ^{78}Ni , l'isotope ^{76}Fe est obtenu très fortement sphérique confirmant la robustesse du nombre magique $N = 50$ même très loin de la vallée de stabilité.

Les résultats obtenus avec la force SkM^* pour les isotopes légers mettent en évidence une fois de plus des écarts importants aussi bien pour les énergies de liaison que pour les S_{2n} . L'énergie de Fermi des protons devient positive pour l'isotope ^{44}Fe en bon accord avec les résultats obtenus au GANIL montrant la probable instabilité de l'isotope $^{45}\text{Fe}^{123}$.

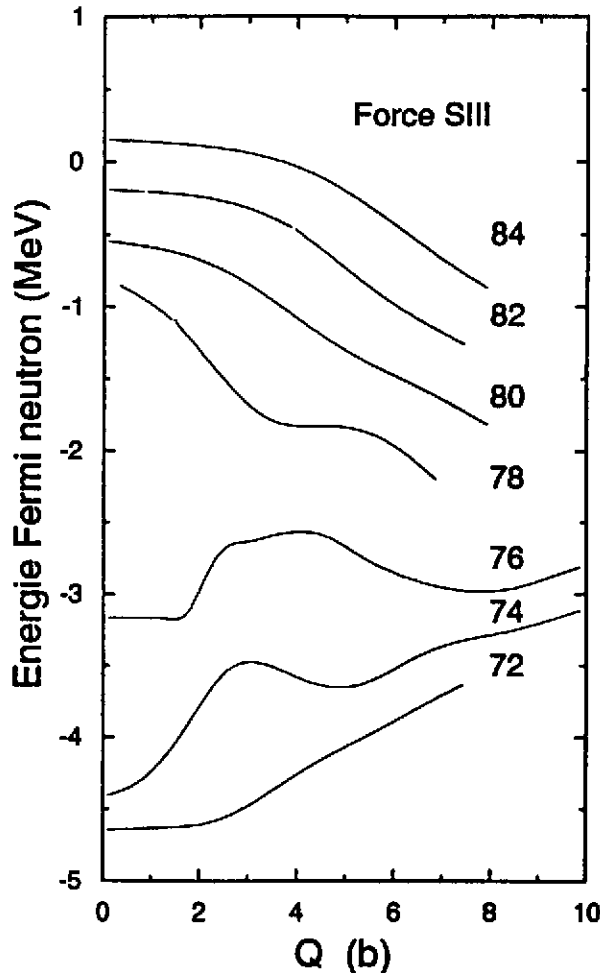


Figure 19 : Energie de Fermi des neutrons en fonction du moment quadrupolaire (en barns) obtenue dans un calcul $HF+BCS$ avec la force $SIII$ pour les isotopes de Fer $A = 72-84$. Le rapport d'axe 2:1 qui devrait correspondre à la région de superdéformation, si elle existe correspond à un moment quadrupolaire de 5 barns environ.

Un des intérêts de disposer d'une interaction effective fiable à la fois dans le domaine des grandes déformations et des grandes valeurs de I peut être montré en analysant les énergies de Fermi des neutrons obtenues dans la systématique réalisée pour les isotopes de Fer très riches en neutrons. On peut remarquer sur la Figure 19, que cette énergie de Fermi, qui devient positive pour l'isotope ^{84}Fe marquant ainsi la probable instabilité de ce noyau, décroît fortement pour des déformations axiales élevées. Il en est d'ailleurs de même pour les isotopes plus légers $^{78-82}\text{Fe}$. Si un phénomène de superdéformation était attendu dans cette région 108 , on pourrait envisager la possibilité d'un phénomène exotique assez particulier : un noyau plus stable vis à vis de l'émission de un neutron dans son état superdéformé que dans son état fondamental. Il est évidemment difficile d'aller plus loin dans ce type de prévisions sans être sûr de disposer de résultats dignes de confiance; si l'outil microscopique Hartree-Fock l'est, la force effective utilisée (ici $SIII$) n'est probablement pas la meilleure candidate dans cette région à la frontière de toute stabilité.

5.2. Les isotones $N = 82$

La région des isotones $N = 82$ offre une possibilité de test d'une interaction effective intéressante : bien connue expérimentalement comme constituée de noyaux peu déformés dans leur état fondamental, on y dispose d'un grand domaine de valeurs de I . La Figure 20 donne

les résultats de calculs HF+BCS réalisés avec la force effective SkM^* en utilisant une force d'appariement de portée nulle. Les déviations des énergies de liaison sont importantes et les énergies de séparation S_{2p} de deux protons n'offrent qu'un accord très moyen avec l'expérience. La *drip line* proton est atteinte par ces calculs avec l'isotone $^{156}_{74}\text{W}$ ce qui est à rapprocher des résultats obtenus à Daresbury ^{117, 124}) qui ont permis de mettre en évidence l'instabilité proton des deux noyaux $^{156}_{73}\text{Ta}$ et $^{160}_{75}\text{Re}$, les plus lourds connus à l'heure actuelle sur cette *drip line* proton. Les paramètres d'asymétrie de ces deux noyaux sont respectivement : $^{156}_{73}\text{Ta}$ (0.468, 0.064) et $^{160}_{75}\text{Re}$ (0.469, 0.063).

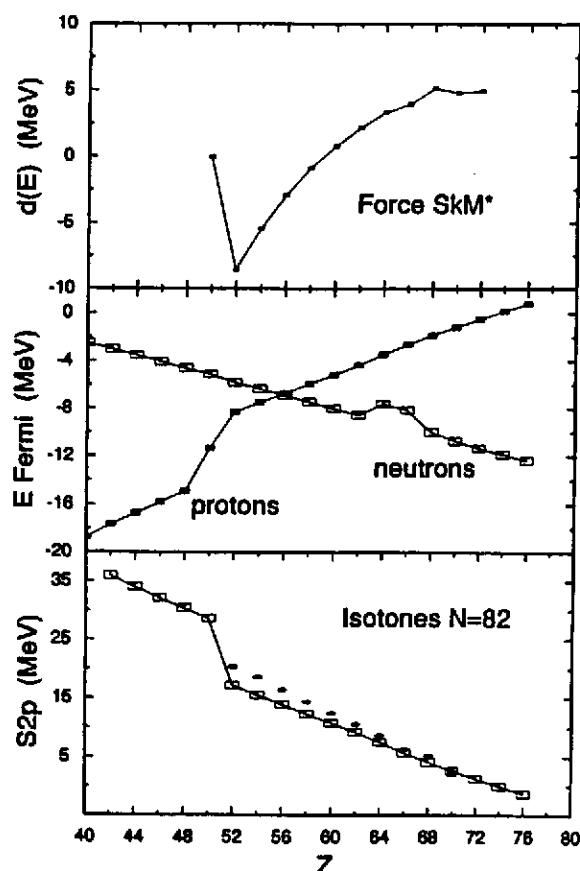


Figure 20 : Calculs HF+BCS avec la force SkM^* pour les isotones $N = 82$. De haut en bas en fonction du nombre de protons : Différence énergie de liaison (HF-expt) rapportée au noyau ^{132}Sn ; énergies de Fermi neutron et proton; énergie de séparation de deux protons. Les carrés noirs dans la figure du bas donnent les valeurs expérimentales. Les paramètres d'asymétrie ($Y_c = Z/A$, $I = (N - Z)/A$) pour les deux isotones calculés les plus lourds sont : $^{156}_{74}\text{W}$ (0.474, 0.051); $^{158}_{76}\text{Os}$ (0.481, 0.038).

6. Conclusions

Après avoir rappelé les hypothèses fondamentales sur lesquelles repose la notion d'interaction effective phénoménologique, les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force ont été présentés et discutés dans le cadre de l'interaction effective de portée nulle de Skyrme. En vue d'utiliser ce type de force dans des calculs microscopiques Hartree-Fock + BCS pour étudier des noyaux situés aux frontières de la stabilité, une attention particulière a été portée sur les propriétés des forces effectives dans des zones de grandes déformations ou de grandes valeurs d'isospin. Une procédure possible pour construire une *bonne* force, apte à travailler dans de telles conditions, a été proposée avec des solutions efficaces pour lutter contre quelques défauts évidents des forces existantes. A titre d'exemple une la force $FPLyon$ a été proposée dans ce cadre de travail et devra probablement être encore quelque peu perfectionnée avant une utilisation systématique. Deux régions modèles de noyaux ont également été étudiées et apparaissent comme un champ de test efficace et simple d'accès pour de telles forces effectives.

7. Perspectives

La procédure qui a été décrite dans ce Cours ne constitue certes pas une fin en soi et on peut avancer un certain nombre de points qui nécessiteront certainement à l'avenir un important travail d'amélioration. On peut présenter ces perspectives à plusieurs niveaux :

7.0.1. Au niveau Hartree-Fock. Il faut encore une fois rappeler le problème crucial des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux et il y a toujours une question de choix de savoir à quel niveau il faut *ajuster* une force effective. Conscient de ce fait et en l'absence de solution simple pour tenir compte de ces corrélations nous avons pris le parti, dans l'ensemble de ce Cours, de construire une force de Skyrme au niveau Hartree-Fock avec la seule correction du centre de masse.

7.0.2. Au niveau HF+BCS. Le traitement des corrélations d'appariement à l'approximation BCS n'est peut-être pas idéal surtout en ce qui concerne le degré de liberté d'isospin. On peut cependant rappeler qu'en ce qui concerne les grandes déformations, on n'observe pas de différences fondamentales entre des calculs statiques de type HFB et HF+BCS ^{108, 125}). Le problème est peut-être un peu différent en ce qui concerne la dépendance en I . De récentes études systématiques ¹²⁶) montrent des corrélations évidentes entre l'appariement et A . La corrélation naturelle qui existe entre A et I le long de la *drip line* neutron ne permet alors pas de conclure sur une corrélation directe de l'appariement avec I .

7.0.3. Au niveau de la force effective. Plusieurs voies possibles se détachent :

- L'introduction de termes *non standards* doit être faite avec une parfaite maîtrise de ces termes. Les problèmes rencontrés même à haute densité dans la matière de neutrons et ou dans la matière nucléaire normale doivent être éliminés et une procédure possible a été avancée.
- Le terme spin-orbite souffre certainement d'une faiblesse manifeste dans sa détermination. Ajusté sur l'espacement $p_{3/2} - p_{1/2}$ dans le noyau ^{16}O ou dans les noyaux ^{40}Ca ou ^{208}Pb , cette procédure met en lumière l'évidence d'une variation avec A qui n'est jamais prise en compte. Certaines études précises de ce terme ont également montré qu'il devrait être plus faible pour les grands excès de neutrons ^{40, 70}); la croissance de l'épaisseur de surface doit conduire à une diminution de l'intensité de l'interaction spin-orbite.

Il est certain que les approches existantes utilisant un cadre relativiste ¹²⁷) offrent une solution séduisante à ce problème. Limitées à une approximation de Hartree et à l'approximation sphérique ^{111, 128}), il existe maintenant des systématiques intéressantes sur des évolutions de formes dans la région des noyaux de masse $A = 70 \div 80$ ^{129, 130, 131}) ou pour des noyaux très loin de la vallée de stabilité ^{132, 133}).

Le succès le plus important obtenu dans ce cadre est probablement l'interprétation de l'évolution des déplacements isotopiques $\delta < r^2 >$ pour les isotopes de Plomb ¹³⁴) qui peut être attribué au traitement correct de l'interaction spin-orbite, celle-ci étant prise en compte naturellement dans cette approche relativiste.

- Les termes tenseurs souffrent aussi certainement d'une faiblesse de détermination. Seuls quelques rares essais ont été tentés sans conclusions très positives sur leur caractère indispensable ^{26, 135}).

7.0.4. *Au niveau des expériences.* Que peuvent nous apporter les prochains résultats expérimentaux? Il est certain que la connaissance complète des 4 noyaux déjà cités (cf. Table 6) apporterait un avantage fondamental dans la construction d'une force effective, à condition toutefois de ne pas avoir de *surprise* sur le noyau ^{100}Sn et sur son caractère doublement magique donc très durement sphérique. Si à ces propriétés on pouvait ajouter une détermination précise des distributions de neutrons dans des noyaux sphériques et atteindre ainsi la peau de neutrons⁹¹), des renseignements précieux sur la modification de la surface en fonction de $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pourraient être alors pris en compte.

Remerciements

Je dois tout d'abord remercier E. Chabanat à qui je dois un grand nombre de développements et calculs qui ont été présentés dans ce Cours. Ce Cours n'aurait certainement pas vu le jour sans les discussions que j'ai eues avec N. Alamanos, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P. Haensel, P.-H. Heenen, Ph. Quentin, R. Schaeffer, P. Schuck, D. Vautherin, ils n'ont pas ménagé leur temps et leurs remarques pertinentes m'ont toujours permis d'éclairer un point précis. Je me dois de remercier plus particulièrement M. Brack qui m'a permis d'utiliser certains résultats concernant les barrières de fission semiclassiques, M. Meyer qui a lu et relu patiemment ce cours toujours avec la même minutie, P.-G. Reinhard qui m'a fait part de ses travaux les plus récents sur le délicat problème des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux et G. Audi qui a bien voulu me communiquer quelques valeurs de sa table de masse en cours de publication.

8. Appendice A : Quelques définitions pour la matière nucléaire infinie⁵⁴).

L'énergie totale par nucléon dans la matière nucléaire infinie symétrique à température nulle peut être écrite comme :

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{V}{A} \mathcal{E}(\rho) = \frac{\mathcal{E}(\rho)}{\rho} \quad (8.1)$$

V est un volume suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de surface et $\mathcal{E}(\rho)$ est la densité d'énergie. On a un gaz de Fermi de moment de Fermi k_F où chaque particule a une énergie cinétique $\frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2$ et $\rho = \frac{A}{V}$ la densité de nucléons est reliée au moment de Fermi k_F comme :

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3 \quad (8.2)$$

et on définit également la distance inter-nucléon comme :

$$d = \frac{(9\pi)^{\frac{1}{3}}}{2k_F} \quad (8.3)$$

On définit la pression de ce fluide :

$$P = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_A = \frac{A}{V^2} \frac{\partial E}{\partial \rho} \Big|_A = \rho^2 \frac{\partial \frac{E}{A}(\rho)}{\partial \rho} \Big|_A \quad (8.4)$$

à la densité ρ_0 d'équilibre, on a $P(\rho_0) = 0$. Le module de compression χ est :

$$\chi = - \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \Big|_A = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1} \quad (8.5)$$

ce qui donne :

$$\rho X = \frac{2P}{\rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial \rho^2} \quad (8.6)$$

A l'équilibre, le premier terme est nul par définition et on définit le coefficient d'incompressibilité K_∞ comme :

$$K_\infty = k_F^2 \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial k_F^2} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 \frac{E}{A}}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} \quad (8.7)$$

La vitesse du son (*son zéro*) dans le milieu est reliée à ce coefficient d'incompressibilité :

$$\frac{v_s}{c} = \sqrt{\frac{K_\infty}{9m}} \quad (8.8)$$

cette vitesse du son est reliée à la densité du milieu nucléaire et il est important d'étudier cette dépendance aux hautes densités où un phénomène de superluminosité peut apparaître pour une force de Skyrme donnée ⁵²).

Pour une matière nucléaire asymétrique, on peut, outre l'énergie par nucléon, calculer également le coefficient de compressibilité en fonction des asymétries $Y_e = \frac{Z}{A}$ ou $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pour avoir les coefficients L et K_I qui s'écrivent :

$$L = 3\rho_0 \frac{da_I}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_0} = 2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 3n \rho_0 + 5p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 3q (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (8.9)$$

$$K_I = 9\rho_0^2 \frac{d^2 a_I}{d\rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} = -2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 10p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 9q \alpha (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (8.10)$$

où les coefficients ℓ, n, p, q ont été définis dans le texte (3.16).

9. Appendice B : Masse effective isoscalaire et résonance géante $E_2; T=0$ ⁶⁰).

Dans le cadre de l'approximation du *scaling* où l'on ne considère qu'un seul mode de compression radiale, les deux règles de somme m_1 et m_3 qui permettent de calculer une estimation de l'énergie de la résonance géante comme : $E = \sqrt{m_3/m_1}$ s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle \\ m_3 &= \left(\frac{\hbar^2}{m} \right)^2 \left[4E_{kin} + 4E_{eff} + 4E_{fin} + E_{so} - \frac{4}{5} E_{coul} \right] \end{aligned} \quad (9.1)$$

où les différents termes E_i sont naturellement issus des divers termes de la fonctionnelle (eqs. (2.9), (2.10)).

Dans la matière nucléaire infinie symétrique tous les termes sont nuls sauf E_{kin} et E_{eff} , ce dernier s'écrit en tenant compte de $\tau_q = \frac{3}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{5}{3}}$:

$$4E_{eff} = \frac{3}{20} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right) \rho^{\frac{4}{3}} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \quad (9.2)$$

où l'on retrouve la combinaison de paramètres qui intervient dans la masse effective isoscalaire $\frac{m^*}{m}$ (cf. eq. (3.13)).

10. Appendice C : Masse effective isovectorielle et résonance géante $E1; T=1$ ^{60, 82}).

Le facteur d'accélération κ définit comme la déviation à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn dans le cas de résonance géante dipolaire isovectorielle $E1; T=1$ (cf. eq. (3.20)) peut s'écrire comme :

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \frac{A}{NZ} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \int \rho_n(r) \rho_p(r) d^3 r \quad (10.1)$$

ce qui donne dans la matière nucléaire infinie où $\rho_n = \rho_p = \rho/2$:

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \rho^2 \quad (10.2)$$

La masse effective isovectorielle s'obtient en posant $\rho_q = 0$ dans l'expression (3.12) :

$$\left(\frac{m_v^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} = 1 + \kappa \quad (10.3)$$

11. Appendice D : Principales propriétés des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

Tables D1 :

Propriétés de la matière nucléaire pour les forces de Skyrme utilisées dans le texte.
Les divers coefficients apparaissent avec leur notation usuelle.

Force		<i>SIII</i>	<i>Ska</i>	<i>SGII</i>	<i>SkM*</i>
ρ_∞	[fm ⁻³]	0.145	0.155	0.158	0.160
k_F	[fm ⁻¹]	1.291	1.320	1.328	1.334
r_0	[fm]	1.180	1.154	1.147	1.142
a_V	[MeV]	-15.851	-15.991	-15.594	-15.770
K_∞	[MeV]	355.4	263.1	214.6	216.6
m_∞^*/m		0.76	0.61	0.79	0.79
J	[MeV]	28.16	32.91	26.83	30.03
L	[MeV]	9.91	74.62	37.63	45.78
K_{sym}	[MeV]	-393.7	-78.45	-145.9	-155.9
κ	[$E1; T=1$]	0.53	0.94	0.49	0.53

Force		<i>RATP</i>	<i>SkP</i>	<i>T6</i>	<i>FPLyon</i>
ρ_∞	[fm ⁻³]	0.160	0.162	0.161	0.162
k_F	[fm ⁻¹]	1.333	1.340	1.335	1.338
r_0	[fm]	1.143	1.137	1.141	1.138
a_1	[MeV]	-16.046	-15.948	-15.963	-15.922
K_∞	[MeV]	239.51	200.96	235.93	217.01
m_∞^*/m		0.67	1.00	1.00	0.84
J	[MeV]	29.26	30.00	29.97	30.93
L	[MeV]	32.40	19.68	30.86	42.76
K_{sym}	[MeV]	-191.2	-266.6	-211.5	-135.6
κ	[<i>E1</i> ; <i>T</i> = 1]	0.78	0.35	0.00	0.03

Dans un souci d'uniformité, toutes les propriétés données dans les Tables D1 ont été calculées avec les valeurs suivantes des constantes usuelles :

$$\begin{aligned}
 \text{masse moyenne du nucléon (MeV)} &= 938.91897 \\
 \hbar \cdot c \text{ (MeV} \cdot \text{fm)} &= 197.32705 \\
 (e^2/\hbar \cdot c)^{-1} &= 137.03604
 \end{aligned}$$

References

- 1) P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- 2) B. ter Haar and R. Malfliet, *Phys. Rep.* 149 (1987) 207.
- 3) B. Friedman and V.R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* A361 (1981) 502.
- 4) D. Vautherin, *Nuclear Physics of Hot Dense Matter*, Lectures given at the NATO Advanced Study Institute on Supernovae, Les Houches, France, July 31-September 1, 1990.
- 5) J.W. Negele, *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982) 913.
- 6) H. Mütter, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 14 (1985) 125; 17 (1986) 97.
- 7) H. Mütter, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 30 (1993) 1.
- 8) J.W. Negele, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1260.
- 9) D.W.L. Sprung and P.K. Banerjee, *Nucl. Phys.* A168 (1971) 273; D.W.L. Sprung, *Nucl. Phys.* A182 (1972) 97.
- 10) X. Campi and D.W. Sprung, *Nucl. Phys.* A194 (1972) 401.
- 11) S.C. Pieper, R.B. Wiringa and V.R. Pandharipande, *Phys. Rev.* C46 (1992) 1741.
- 12) R. Fritz, H. Mütter and R. Machleidt, preprint Tübingen, May 1993.
- 13) H.S. Köhler, *Nucl. Phys.* A162 (1971) 385; A170 (1971) 88.
- 14) J. Dechargé and D. Gogny, *Phys. Rev.* C21 (1980) 1568.
- 15) J.F. Berger, *Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie* 1991.

- 16) J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, Nucl. Phys. A502 (1989) 85c.
- 17) T. H. R. Skyrme, Phil. Mag. 1 (1956) 1043; Nucl. Phys. 9 (1959) 615.
- 18) D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C3 (1972) 626.
- 19) A.K. Dutta, J.-P. Arcoragi, J.M. Pearson, R. Behrman and F. Tondeur, Nucl. Phys. A458 (1986) 77; F. Tondeur, A.K. Dutta, J.M. Pearson and R. Behrman, Nucl. Phys. A470 (1987) 93; J.M. Pearson, Y. Aboussir, A.K. Dutta, R.C. Nayak, M. Farine and F. Tondeur, Nucl. Phys. A528 (1991) 1; Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta and F. Tondeur, Nucl. Phys. A549 (1992) 155.
- 20) F. Tondeur, communication privée.
- 21) M. Farine, J.M. Pearson and F. Tondeur, Preprint, Univ. de Nantes, 1992.
- 22) J. Dabrowski, Nukleonika 21 (1977) 143.
- 23) S. Köhler, Nucl. Phys. A258 (1976) 301.
- 24) M. Waroquier, J. Sau, K. Heyde, P. Van Isacker and H. Vincx, Phys. Rev. C19 (1979) 1983.
- 25) M. Waroquier, K. Heyde and G. Wenes, Nucl. Phys. A404 (1983) 269; M. Waroquier, G. Wenes and K. Heyde, Nucl. Phys. A404 (1983) 298.
- 26) Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Qing-Biao Shen and S.A. Moszkowski, Nucl. Phys. A534 (1991) 1, 25, 48 and 58.
- 27) M.J. Giannoni and P. Quentin, Phys. Rev. C21 (1980) 2076.
- 28) Y.M. Engel, D.M. Brink, K. Goeke, S.J. Krieger and D. Vautherin, Nucl. Phys. A249 (1975) 215.
- 29) M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, Nucl. Phys. A238 (1975) 29.
- 30) S. Krewald, V. Klemm, J. Speth and A. Faessler, Nucl. Phys. A281 (1977) 166.
- 31) M. Waroquier et K. Heyde, Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.
- 32) H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, Nucl. Phys. A366 (1980) 155.
- 33) A.K. Dutta and M. Kohno, Nucl. Phys. A349 (1980) 455.
- 34) F. Tondeur, M. Brack, M. Farine and J.M. Pearson, Nucl. Phys. A420 (1984) 297.
- 35) J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Nucl. Phys. A386 (1982) 79.
- 36) J.M. Gómez and J. Martorell, Nucl. Phys. A410 (1983) 475.
- 37) S. Marcos, Nguyen Van Giai and L.N. Savushkin, Nucl. Phys. A549 (1992) 143.
- 38) M. Rayet, M. Arnould, F. Tondeur and G. Paulus, Astron. Astrophys. 116 (1982) 183.
- 39) J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A422 (1984) 103.
- 40) R. Smolańczuk and J. Dobaczewski, Phys. Rev. C48 (1993) R2166.

- 41) Nguyen Van Giai and N. Sagawa, Nucl. Phys. A371 (1981) 1.
- 42) S.-O. Bäckmann, A.D. Jackson and J. Speth, Phys. Lett. 56B (1975) 209.
- 43) B.D. Chang, Phys. Lett. 56B (1975) 205.
- 44) J. Friedrich and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C33 (1986) 335.
- 45) P.-G. Reinhard and J. Friedrich, Z. Phys. A321 (1985) 619; P.-G. Reinhard, communication privée.
- 46) J.W. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5 (1972) 1472; C11 (1975) 1031.
- 47) M.A. Preston and R.K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Pub., Reading, 1982.
- 48) E. Suraud, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie 1990.
- 49) B. Frois and C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 133.
- 50) P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki and J. Treiner, Atomic Data and Nuclear Data Tables 39 (1988) 225.
- 51) P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables, to be published.
- 52) R.K. Su, H.Q. Song and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C37 (1988) 1770.
- 53) N.K. Glendenning, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1120; Phys. Rev. C37 (1988) 2733.
- 54) J. P. Blaizot, Phys. Rep. 64 (1980) 171.
- 55) V. de la Mota, F. Seville, B. Remaud and P. Schuck, Z. Phys. A343 (1992) 417; V. de la Mota, F. Seville, M. Farine, B. Remaud and P. Schuck, Phys. Rev. C46 (1992) 677.
- 56) M.M. Sharma, W.T.A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. van der Woude and M.N. Harakeh, Phys. Rev. C38 (1988) 2562; M.M. Sharma, W. Stocker, P. Gleissl and M. Brack, Nucl. Phys. A504 (1989) 337.
- 57) J.M. Pearson, Phys. Lett. 271B (1991) 12.
- 58) S. Shlomo and D.H. Youngblood, Phys. Rev. C47 (1993) 529.
- 59) O. Bohigas, A. M. Lane and J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267.
- 60) P. Gleissl, M. Brack, J. Meyer and P. Quentin, Ann. Phys. (N.-Y.) 197 (1990) 205.
- 61) Ph. Chomaz, T. Suomijärvi, N. Van Giai and J. Treiner, Phys. Lett. 281B (1992) 6.
- 62) M. Buenerd, Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Orsay 1983; J. de Physique (Paris), Colloques, 45 (1984) C4-115.
- 63) V. Bernard and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A348 (1980) 75.
- 64) J.P. Blaizot and B.L. Friman, Nucl. Phys. A372 (1981) 69.
- 65) J.M.G. Gómez, C. Prieto and J. Navarro, Nucl. Phys. A549 (1992) 125.
- 66) I. Bombaci and U. Lombardo, Phys. Rev. C44 (1991) 1892.

- 67) H. Huber, F. Weber and M.K. Weigel, Phys. Lett. 317B (1993) 485.
- 68) H.Q. Song, Z.X. Wang and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C46 (1992) 1788.
- 69) R.B. Wiringa, V. Fiks and A. Fabrocini, Phys. Rev. C38 (1988) 1010; R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 231.
- 70) C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, in *Neutron Stars : Theory and Observation*, ed. J. Ventura and D. Pines, NATO ASI Series C : Vol. 334, Kluwer, Dordrecht, 1991, p. 3.
- 71) J.W. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A207 (1973) 298.
- 72) R. Schaeffer, *Supernovae de type II et assimilées*, Cours de Structure Interne, 3^{ème} Session, Aussois, 29 Septembre-5 Octobre, 1991, Rapport CEA Saclay, SPhT/92-130.
- 73) D.G. Ravenhall, C.D. Bennett and C.J. Pethick, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 978.
- 74) P. Bonche and D. Vautherin, Nucl. Phys. A372 (1981) 496.
- 75) J.P. Blaizot and B. Grammaticos, Nucl. Phys. A355 (1981) 115.
- 76) B. Grammaticos and A. Voros, Ann. of Phys. 123 (1979) 359; 129 (1980) 153.
- 77) M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Phys. Rep. 123 (1985) 275.
- 78) J. Treiner and H. Krivine, Ann. of Phys. (N.-Y.) 170 (1986) 406.
- 79) K. Kolehmainen, M. Prakash, J.M. Lattimer and J.R. Treiner, Nucl. Phys. A439 (1985) 535.
- 80) M.F. Hasler, Rapport de Stage, Magistère des Sciences de la Matière, ENS Lyon, Septembre 1993, non publié.
- 81) V.S. Uma Maheswari, V.S. Ramamurthy and L. Satpathy, Phys. Rev. C47 (1993) 194.
- 82) J. Meyer, P. Quentin and B.K. Jennings, Nucl. Phys. A385 (1982) 269.
- 83) A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac and A. Veyssière, Nucl. Phys. A367 (1981) 237, and references therein.
- 84) M. Meyer, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie 1983; Ann. Phys. Fr. 9 (1984) 791.
- 85) S. Åberg, H. Flocard and W. Nazarewicz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 439.
- 86) P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, S.J. Krieger and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A443 (1985) 39.
- 87) F. Tondeur, Nucl. Phys. A315 (1979) 353.
- 88) S.J. Krieger, P. Bonche, H. Flocard, P. Quentin and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A517 (1990) 275.
- 89) R.R. Chasman, Phys. Rev. C14 (1976) 1935.
- 90) P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen and J. Meyer, Nucl. Phys. A510 (1990) 466.
- 91) N. Fukunishi, T. Otsuka and I. Tanihata, Phys. Rev. C48 (1993) 1648.

- 92) F. Tondeur, Phys. Lett. 123B (1983) 139.
- 93) W.R. Gibbs and J.P. Dedonder, Phys. Rev. C46 (1992) 1825.
- 94) P.-G. Reinhard and M. Girod, Nucl. Phys. A389 (1982) 179.
- 95) P.-G. Reinhard and C. Toepffer, to be published; P.-G. Reinhard, communications privées.
- 96) The IsoSpin Laboratory (ISL), Research Opportunities with Radioactive Beams, Report prepared by the North American Steering Committee for the IsoSpin Laboratory, Report LALP 91-51, 1991.
- 97) E. Roeckl, Rep. Prog. Phys. 55 (1992) 1661.
- 98) M. Brack, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 677.
- 99) E. Chabanat, communication privée.
- 100) S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725.
- 101) Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster and K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A491 (1989) 267; Z. Patyk and A. Sobiczewski, Nucl. Phys. A533 (1991) 132.
- 102) J.F. Berger, Nucl. Phys. A502 (1989) 85c.
- 103) Ph. Quentin, Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.
- 104) M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky and C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.
- 105) M. Brack and P. Quentin, Nucl. Phys. A361 (1981) 35.
- 106) M.M. Majumdar, J.N. De, C. Samanta and S.K. Samaddar, Phys. Rev. C48 (1993) 2093.
- 107) F. Tondeur, Nucl. Phys. A442 (1985) 460.
- 108) P. Bonche, S.J. Krieger, P. Quentin, M.S. Weiss, J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, H. Flocard and P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A500 (1989) 308; S.J. Krieger, P. Bonche, M.S. Weiss, J. Meyer, H. Flocard and P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A542 (1992) 43.
- 109) M. Meyer and J.P. Vivien, Ann. Phys. Fr. 17 (1992) 11.
- 110) J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz and J.A. Sheikh, preprint, JIHIR 93-20, 93-23, Oak Ridge, USA.
- 111) K. Sumiyoshi, D. Hirata, H. Toki and H. Sagawa, Nucl. Phys. A552 (1993) 437; D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata, K. Sumiyoshi, Y. Sugahara and R. Brockmann, paper presented at the "Third Int. Conf. on Radioactive Beam", East Lansing, USA, May 24-27, 1993; D. Hirata, Ph.D Thesis, Saitama University, Japan, 1993; Report RIKEN-AF-NP-152, March 1993.
- 112) M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt and P. Ring, preprint MPA 758, Garching, Allemagne, October 1993, to be published in Phys. Rev. Lett. .
- 113) N. Tajima, P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A551 (1993) 434.

- 114) B. Nerlo-Pomorska and B. Mach, preprint Lublin, Pologne, Novembre 1993.
- 115) M. Girod, communication privée.
- 116) C. Detraz and D.J. Vieira, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 39 (1989) 407.
- 117) A.C. Mueller and B.M. Sherrill, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993) in print.
- 118) M. Girod, Ph. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon and F. Roussel, *Phys. Rev. C* 37 (1988) 2600.
- 119) J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, P. Bonche, P. Quentin, H. Flocard, P.-H. Heenen and M.S. Weiss, *Proceedings of the Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions*, Saint-Malo, France, June 6-11, 1988.
- 120) M. Bernas, P. Armbruster, J.P. Bocquet, R. Brissot, H. Faust, Ch. Kozhuharov and J.L. Sida, *Z. Phys.* A336 (1990) 41.
- 121) G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* A565 (1993) 1 and 66.
- 122) M. Bernas, P. Armbruster, S. Czajkowski, H. Faust, J.P. Bocquet and R. Brissot, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3661.
- 123) V. Borrel, R. Anne, D. Bazin, C. Borcea, G.G. Chubarian, R. del Moral, C. Détraz, S. Dogny, J.P. Dufour, L. Faux, A. Fleury, L.K. Fifield, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, E. Kashy, M. Lewitowicz, C. Marchand, A.C. Mueller, F. Pougheon, M.S. Pravikoff, M.G. Saint-Laurent et O. Sorli, *Z. Phys.* A344 (1992) 135; V. Borrel, Invited talk given at the *Radioactive Beams Third International Conference*, East Lansing, USA, May 24-27, 1993.
- 124) R.D. Page, P.J. Woods, R.A. Cunningham, T. Davidson, N.J. Davis, S. Hofmann, A.N. James, K. Livingston, P.J. Sellin and A.C. Shotter, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 1287.
- 125) M. Girod, J.P. Delaroche, D. Gogny and J.F. Berger, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 2452.
- 126) P. Möller and R. Nix, *Nucl. Phys.* A536 (1992) 20.
- 127) P.-G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner and J. Friedrich, *Z. Phys.* A323 (1986) 3; M. Rufa, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner and M.R. Strayer, *Phys. Rev. C* 38 (1988) 390.
- 128) H. Toki, Y. Sugahara, D. Hirata, B.V. Carlson and I. Tanihata, *Nucl. Phys.* A524 (1991) 633.
- 129) D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata and P. Ring, *Phys. Lett.* 314B (1993) 168.
- 130) S.K. Patra and C.R. Praharaj, *Phys. Rev. C* 47 (1993) 2978.
- 131) J.A. Sheikh, J.P. Maharana and Y.K. Gambhir, *Phys. Rev. C* 48 (1993) 192.
- 132) D. Hirata, H. Toki, T. Watabe, I. Tanihata and B.V. Carlson, *Phys. Rev. C* 44 (1991) 1467.
- 133) J.A. Sheikh and P. Ring, *Phys. Rev. C* 47 (1993) R1850.
- 134) M.M. Sharma, G.A. Lalazissis and P. Ring, *Phys. Lett.* 317B (1993) 9.
- 135) Fl. Stancu, D.M. Brink and H. Flocard, *Phys. Lett.* 68B (1977) 108.